UEBER DAS

ULTRAROTHE EMISSIONSSPECTRUM DER ALKALIEN.

INAUGURAL-DISSERTATION

ZUR

ERLANGUNG DER DOCTORWÜRDE

VON DER

HOHEN PHILOSOPHISCHEN FACULTÄT

DER

FRIEDRICH-WILHELMS-UNIVERSITÄT ZU BERLIN

GENEHMIGT

UND

NEBST DEN BEIGEFÜGTEN THESEN

ÖFFENTLICH ZU VERTHEIDIGEN

AM 29. JULI 1892

VON

BENJAMIN W. SNOW

AUS HENRY, ILLINOIS.

OPPONENTEN:

HERR CAND. PHIL. JOHN DANIELS.
HERR CAND. PHIL. G. B. FRANKFORTER.
HERR CAND. PHIL. EUGEN RÖBER.

MIT DREI TAFELN.

LEIPZIG,
JOHANN AMBROSIUS BARTH.
1892.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

MEINEM VEREHRTEN LEHRER

HERRN PROFESSOR AUGUST KUNDT

IN DANKBARKEIT UND VEREHRUNG

GEWIDMET.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41535713_0011

I. Einleitung.

Unsere Kenntniss von dem ultrarothen Theil des Sonnenspectrums verdanken wir wesentlich der Forschung der letzten fünfzig Jahre. Schon im Jahre 1840 gelang es Sir John Herschel[1]) eine ungleichmässige Vertheilung der Energie in dem jenseits des Roth liegenden Theil des Sonnenspectrums festzustellen, indem er beobachtete, dass ein mit Alkohol befeuchtetes Papier, auf welchem ein Sonnenspectrum entworfen wird, an verschiedenen Stellen des Spectrums verschieden rasch trocknet. Er schloss daraus, dass das continuirliche Sonnenspectrum von mehreren kalten Banden durchzogen ist.

Später haben Draper[2]), die beiden Becquerel[3]) und Lommel[4]) mittelst phosphorescirender Platten, Fizeau und Foucault[5]) unter Benutzung des Thermometers, Lamansky[6]), Mouton[7]), und Dessains[8]) mit der Thermosäule, Abney[9]) auf photographischem Wege, endlich Langley[10]) mit Hülfe des Bolometers, nicht nur die drei von Herschel und Draper

1) Sir John Herschel, Proc. Roy. Soc. p. 209. 1840. Phil. Mag. **16**, p. 331. 1840.

2) Draper, Phil. Mag. **24**. p. 456. 1842; **11**, p. 157. 1881.

3) E. Becquerel, Compt. rend. **69**. p. 999. 1869; **77**. p. 302. 1873 H. Becquerel, Compt. rend. **96**. p. 123. 1883; **99**. p. 417. 1884. Ann de Chem. et de Phys. **30**. p. 33. 1883.

4) Lommel, Wied. Ann. **40**. p. 681. 1890; **40**. p. 687. 1890.

5) Fizeau und Foucault, Compt. rend **25**. p. 449. 1847.

6) Lamansky, Monatsber. der k. Acad. d. Wiss. zu Berlin. p. 638. 1871. Pogg. Ann., **146**. p. 207. 1872. Phil. Mag. **43**. p. 282. 1872.

7) Mouton, Compt. rend. **89**. p. 298. 1879.

8) Dessains, Compt. rend. **95**. p. 435. 1882.

9) Abney, Phil. Trans. II. p. 653. 1880; p. 457. 1886.

10) Langley, Report of the Mount Whitney Expedition. p. 131. 1884. Phil. Mag. (5), **26**. p. 511. 1888.

entdeckten Banden bestätigt, sondern mehrere neue gefunden und die dazu gehörigen Wellenlängen gemessen.

Meines Wissens war Abney der erste, welcher das ultrarothe Emissionsspectrum der Metalle einer experimentellen Untersuchung unterzog. Er veröffentlichte[1]) im Jahre 1879, dass eine ultrarothe Lithiumlinie im Emissionsspectrum existire, welche mit der von ihm früher entdeckten Absorptionslinie übereinstimmt. Durch Verbrennen der Metalle im galvanischen Lichtbogen zeigten spätere Versuche[2]), dass auch Natrium zwei ultrarothe Linien von der Wellenlänge $\lambda = 0{,}8187\,\mu$ und $\lambda = 0{,}8199\,\mu$ hat. Die Intensität dieser Linien wurde auf 3 geschätzt, die Intensität der D-Linien als 10 angenommen.

Im Laufe der nächsten Jahre hat H. Becquerel gefunden, wahrscheinlich ohne die Arbeit von Abney zu kennen, dass mehrere Metalle ein interessantes Spectrum im Ultraroth besitzen. Die beiden von Abney entdeckten Natriumlinien wurden auch von Becquerel bestimmt und eine dritte Linie von noch grösserer Wellenlänge beobachtet.

Seine erste Methode[3]), um die Wellenlängen dieser Linien zu ermitteln, bestand darin, ein reelles Bild des Bogens, in dem die Metalle verbrannt wurden, auf dem Spalt des Spectrometers zu entwerfen, und das durch ein calibrirtes Prisma entstehende Spectrum mittelst eines phosphorescirenden Platte aufzunehmen. Ein Jahr später[4]) wurden diese Versuche unter Benutzung eines Rutherford'schen Gitters an Stelle des Prismas wiederholt. Wir werden später, bei der Besprechung unserer Versuchsergebnisse auf die Resulte, welche Becquerel nach beiden Methoden erhielt, zurückkommen.

In einer kürzlich erschienenen Arbeit: „Ueber die Spectren der Alkalien", gelangen Kayser und Runge[5]) zu dem Resultat, dass die Wellenlängen der Spectrallinien eines Metalls dieser Gruppe sich durch eine Formel darstellen lassen. Diese Formeln, deren Constanten lediglich durch Messungen im

---

1) Abney, Phil. Mag. (5), **7**. p. 316. 1879.

2) Abney, Proc. Roy. Soc. **32**. p. 443. 1881.

3) H. Becquerel, Compt. rend. **97**. p. 71. 1883. Ann. d. Chem. et de Phys. **30**. p. 45. 1883.

4) H. Becquerel, Compt. rend. **99**. p. 374. 1884.

5) Kayser und Runge, Wied. Ann. **41**. p. 306. 1890.

sichtbaren und ultravioletten Spectrum gewonnen sind, haben natürlich nur in diesen Gebieten strenge Gültigkeit zu beanspruchen. Da indessen die Verfasser ihren Gleichungen eine allgemeine Gültigkeit zuschreiben, und die durch Extrapolation sich daraus ergebenden Wellenlängen der ultrarothen Linien mit den Angaben der früheren Beobachter nicht übereinstimmen, erschien es mir von Interesse, die Wärmespectren der Alkalien von neuem einer eingehenden Untersuchung zu unterwerfen.

II. Versuchsmethoden und Apparate.

1. Das Bolometer.

Seit längerer Zeit hat sich das Bolometer als das beste Mittel zum Studium des infrarothen Spectrums erwiesen. Dieses Instrument, welches in den Händen von Langley, Ångström, Robert von Helmholtz und Rubens zu einer grossen Vollkommenheit ausgebildet wurde, erfüllt sämmtliche Bedingungen, welche zur Lösung des vorliegenden Problems gestellt werden. Es hat sich gezeigt, dass sich temperaturempfindliche Widerstände von solcher Feinheit herstellen lassen, dass sie in einem selbst sehr reinen Spectrum die Breite der Spectrallinien nicht übertreffen, und dass ferner die Empfindlichkeit dieser Methode diejenige der photographischen in diesen Gebieten weit übersteigt.

Nach einer grossen Reihe von Vorversuchen wurde Platin als Material für die Bolometerwiderstände gewählt. Zwar ist dieses Metall niemals in solcher Reinheit[1]) zu beschaffen, dass sein Temperaturcoefficient demjenigen des Silbers, Kupfers, des Zinns oder Eisens gleichkommt, indessen besitzt es hinsichtlich der Haltbarkeit und Bequemlichkeit der Verarbeitung so beträchtliche Vorzüge vor den erwähnten anderen Stoffen, dass der durch den geringeren Temperaturcoefficenten bedingte Verlust an Empfindlichkeit dadurch reichlich compensirt wird.

Herr Professor E. L. Nichols zu Ithaca, New York, überliess mir in liebenswürdigster Weise eine Quantität Wollaston'schen Draht aus der Werkstatt von W. und L. E. Gurley, Troy, New York. Diesen sehr feinen Draht, dessen Durch-

1) Die geringsten Spuren von Iridium sind von erheblichem Einfluss.

messer nur 0,005 mm betrug, habe ich, während er sich noch in seiner silbernen Hülle befand, auf einem polirten Ambos flach gehämmert und dann mittelst Salpetersäure das Silber von dem darin befindlichen äusserst dünnen Platinband entfernt. Der so entstandene Platinstreifen, der sich durch das Hämmern nur wenig verlängert, besitzt eine Breite von 0,05 mm. Durch Rechnung ergibt sich hieraus seine Dicke zu 0,00036 mm.

Zwei in der beschriebenen Weise präparirte Fäden wurden dann nebeneinander auf einem Rähmchen von Glimmer mit Schellack befestigt. Das Rähmchen selber wurde im Innern einer mit Diaphragma versehenen kreisförmigen Dose derart befestigt, dass der eine Streifen, welcher zuvor mit der Terpentinflamme geschwärzt war, sich gegenüber dem Diaphragma befand, also von allen Strahlen getroffen wurde, während der andere durch die Wände der Dose vollkommen geschützt war. Den Dimensionen des Diaphragmas entsprechend (3×7 mm), wurde den Platinfäden eine Länge von 7 mm gegeben.

Fig. 1.

Fig. 1 stellt die Anordnung des Innern der Dose dar. Kupferdrähte, an den Enden der Platinfäden angelöthet, verbinden die Streifen mit den drei Messinghülsen *A*, *B*, *C*. Diese Hülsen passen auf drei entsprechende Stifte, welche ihrerseits zugleich als Befestigung für die Dose in der Bolometerfassung und Zuleitungscontacte dienen. *A* und *C* führen zu der Batterie, während bei *B* ein Zuleitungsdraht zum Galvanometer mündet.

Die beiden Widerstände waren möglichst gleich gemacht und jeder betrug nahezu 75 Ohm. Die beiden anderen Zweige der Wheatstone'schen Brücke wurden aus feinem Neusilberdraht hergestellt und bifilar auf Korke gewunden.

Die Bequemlichkeit des Experimentirens erfordert es, an dem Verhältniss der vier Zweige der Wheatstone'schen Brücke nach Belieben kleine Aenderungen vornehmen zu können. Zu diesem Zwecke bediente ich mich der folgenden Vorrichtung. Die zuletzt genannten, aus Neusilber gefertigten Zweige der Brücke waren durch einen 50 cm langen, 0,5 mm starken Neusilberdraht verbunden, welcher mit einem Schleifcontact versehen war.

Es zeigte sich, dass zur Regulirung der Brücke die einfache Verschiebung dieses Schleifcontacts nicht geeignet war. Bei der ausserordentlichen Empfindlichkeit des Galvanometers brachte eine Lagenänderung des Schleifcontacts um Bruchtheile eines Millimeters bereits Ausschläge von mehreren Metern hervor, ein Umstand, welcher die Handhabung des Apparats ausserordentlich erschwerte. Es wurde deshalb auf dem Messdraht MM' (Fig. 2) ein zweiter verschiebbarer Contact angebracht und beide Contacte p und q mit den Enden eines geradlinig ausgespannten Platindrahtes PQ verbunden, auf welchem ein mit Quecksilber gefülltes T-förmiges Röhrchen G verschoben werden konnte. Dieses bildete zugleich das andere Ende der Galvanometerleitung. AB und BC sind die beiden in der Dose befindlichen Widerstände, AM und CM' die beiden anderen Zweige, durch den Messdraht MM' verbunden. Die Punkte A und C stehen in Verbindung mit der Batterie K.

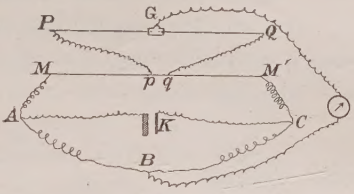


Fig. 2.

Die Einstellung der Brücke geschah in folgender Weise. Zunächst wurde den beiden Schleifcontacten p und q eine solche Lage gegeben, dass sich der Punkt, welcher mit B gleiches Potential hatte, zwischen ihnen befand und ihr Abstand möglichst verringert. Da der Widerstand der Zuleitungsdrähte pP und qQ gegen denjenigen der Messbrücke verschwindet, ist das Potentialgefälle zwischen den Punkten P und Q das nämliche, wie auf der Strecke pq. Man besitzt daher durch die beschriebene Vorrichtung ein Mittel, die Empfindlichkeit der Messbrücke innerhalb weiter Grenzen nach Belieben zu variiren.

Durch Verstellung von p und q werden die gröberen, und durch Verschiebung von G längs PQ die feineren Einstellungen vorgenommen.

Um die Temperaturempfindlichkeit des Instrumentes zu ermittelndiente mir eine Anordnung, welche von den Hrn. Rubens und Ritter[1]) beschrieben ist.

---

1) Rubens u. Ritter, Wied. Ann. **40.** p. 62. 1890.

Zu einem der beiden Bolometerzweige von 75 Ohm wurde ein Nebenschluss von 1000 Ohm Widerstand gelegt und von zwei Einheiten dieses Nebenschlusses eine zweite Abschaltung von 100 Ohm Widerstand vorgenommen (vgl. Fig. 3). In dieser letzteren Leitung befand sich ein Schlüssel. Durch Schliessen oder Oeffnen desselben wurde der Widerstand des ersten Nebenschlusses um nahezu $2/1000 . 2/100$ seines früheren Betrages verändert, wodurch der Gesammtwiderstand des Bolometerzweiges eine Aenderung um ungefähr $75/1000 . 2/1000 . 2/100$ erfährt.

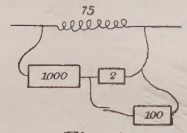


Fig. 3.

Da der Temperaturcoefficient des verwendeten Platins 0,0030 betrug, berechnet sich aus den gegebenen Zahlen und dem Ausschlage α die Empfindlichkeit zu

$$k = \frac{75}{1000} \cdot \frac{2}{1000} \cdot \frac{2}{100} \cdot \frac{1}{0{,}0030\,\alpha}.$$

Bei der Empfindlichkeit, bei welcher die meisten Beobachtungen angestellt wurden, betrug α ca. 130 mm. Es berechnet sich hieraus

$$k = \frac{1}{130\,000}$$

Grad Celsius.

Bei dieser Empfindlichkeit brachte eine Normalkerze in 1 m Entfernung einen Ausschlag von 150 mm hervor.

2. Das Galvanometer.

Es ist bekanntlich nicht schwierig, Bolometer von sehr hoher Temperaturempfindlichkeit herzustellen, wenn man über die Grösse der bestrahlten Fläche frei verfügen kann. Handelt es sich jedoch, wie in der vorliegenden Arbeit, um die Auffindung feiner Spectrallinien, so ist man genöthigt, Linearbolometer anzuwenden, bei welchen die bestrahlte Fläche im ganzen nur einen kleinen Bruchtheil eines Quadratmillimeters einnimmt. Wie bereits erwähnt, bestand in meiner Versuchsanordnung der belichtete Zweig aus einem Platinstreifen von $^1/_{20}$ mm Breite und 7 mm Länge, also ca $^1/_3$ qmm.

Da nun die erreichbare Temperaturempfindlichkeit nahezu mit der Wurzel der verfügbaren Fläche abnimmt, war zur Erreichung der zu erfolgreichen Beobachtungen erforderlichen

Empfindlichkeit die Anwendung eines Galvanometers von höchster Sensibilität nothwendig. Nach mehreren erfolglosen Versuchen mit Instrumenten, welche ich in dem hiesigen Institute vorfand, entschloss ich mich dazu, selbst ein Instrument von ausreichender Empfindlichkeit herzustellen.

Da die Anwendung empfindlicher Galvanometer auch auf anderen Gebieten eine sehr zahlreiche ist, halte ich es nicht für uninteressant, auf die Construction des Instrumentes näher einzugehen.

Zur Erreichung einer möglichst hohen Empfindlichkeit ist dasjenige astatische System das geeignetste, welches die Vorzüge eines möglichst geringen Trägheitsmomentes und möglichster Stärke und Gleichmässigkeit der Magnetisirung vereinigt. Um diesen Bedingungen so gut als möglich zu entsprechen, bediente ich mich der folgenden Einrichtung.

Nach dem Vorgange von Sir William Thomson bestanden die Magnete aus 3—4 mm langen Stahlstäbchen, welche auf ein äusserst dünnwändiges Capillarröhrchen aus Glas aufgeklebt waren, und zwar derart, dass die Hälfte auf der Vorderseite (vgl. Fig. 4), die Hälfte auf der Rückseite des Stäbchens befestigt wurde.

Den Stahl zur Anfertigung der Magneten für das astatische System lieferte eine sehr kleine Uhrfeder, die in Ferrocyankalium geglüht und in Quecksilber gehärtet wurde.

Fig. 4.

In der Mitte zwischen beiden Magnetensystemen sitzt, in einer Fassung aus dünnem Papier, ein kleiner Spiegel von 5 mm Durchmesser und 0,14 mm Dicke. Um einen tadellosen Spiegel herzustellen, wurden etwa 50 Mikroskopdeckgläschen in kleine Quadrate von 5 mm Seite zerschnitten, gereinigt und auf ein Stück planparalles Glas gelegt.

Betrachtet man alsdann die Plättchen in dem monochromatischen Lichte der Natriumflamme, so erkennt man leicht an der Form und Lage der Interferenzstreifen, welche Stücke sich zur Herstellung brauchbarer Spiegel eignen.

Im allgemeinen werden die Interferenzstreifen elliptisch oder hyperbolisch gekrümmt sein, ein Zeichen dafür, dass die betrachtete Fläche zwei merklich verschiedene Hauptkrümmungsradien besitzt. Es ist leicht einzusehen, dass solche

Flächen keine guten Reflexionsbilder geben können, da ein astigmatisches Auge dazu gehören würde, um die Gegenstände in ihrer natürlichen Form zu erblicken.

Bilden hingegen die Interferenzstreifen Systeme von parallelen Geraden oder concentrischen Kreisen, so hat man es mit Ebenen oder Rotationsflächen zu thun, welche im allgemeinen hinreichend gute Bilder liefern.

Von diesen Stücken wurde eine Anzahl ausgewählt, versilbert und mittels Fernrohr und Scalà untersucht, und schliesslich derjenige, welcher die besten Bilder gab, an der Nadel des Galvanometers in der beschriebenen Weise befestigt.

Das Gewicht der ganzen Nadel, also der 12 Magnete, des Spiegels, der Fassung und Stange betrug etwa 80 mg.

Als Suspension für die Nadel diente ein 40 cm langer, äusserst feiner Quarzfaden. Auf meine Anfrage hin hatte Hr. Prof. Boys die Liebenswürdigkeit, mir einige sehr feine, ca 10 cm lange Fäden zu übersenden. Ich trug damals Bedenken dieselben anzuwenden, da ich vermuthete, dass die Torsion derselben im Verhältniss zu der äusserst geringen Richtkraft des astatischen Systems zu gross sei, ein Irrthum, von welchem ich unterdessen durch andere Versuche zurückgekommen bin.

Neben der Construction der Nadel war es insbesondere die Herstellung der Rollen, auf welche ich Sorgfalt verwendete; hauptsächlich wurde auf die möglichst günstige Ausnutzung des Wickelungsraumes Werth gelegt. Es erschien mir hierbei hauptsächlich die Beachtung folgender Punkte von Wichtigkeit. Einmal handelt es sich darum, der Rolle eine solche Form zu geben, dass sie für einen Strom von bestimmter Stärke bei möglichst geringem Widerstande eine möglichst kräftige magnetische Wirkung ausübt. Eine einfache Ueberlegung zeigt[1]), dass man zu diesem Zwecke dem Wickelungsraume eine solche Gestalt geben muss, dass seine Oberfläche von den durch den Strom hervorgebrachten magnetischen Kraftlinien umgrenzt wird. Ferner wird die Wirksamkeit dadurch gesteigert, dass man die Drahtwindungen möglichst dicht an die Nadel bringt.

---

1) Maxwell, Electricity and Magn. Sec. Ed. Art. 717; Ayrton, Mather and Sumpner, Phil. Mag. (5) **30.** p. 63. 1890.

Um diesen beiden Bedingungen nach Möglichkeit zu entsprechen, habe ich ein Verfahren angewandt, welches gestattet, die Spule oder Hülse, die beim Aufwinden des Drahtes gewöhnlich als Grundlage dient, vollkommen zu entbehren und gleichzeitig der Rolle annäherungsweise die gewünschte Form zu geben.

Zu diesem Ende liess ich einen Messingkolben *a c e f d b* (im Axialschnitt in Fig. 5 gezeigt) herstellen, dessen Durchmesser am konischen Ende bei *c d* 3 cm, bei *a b* 6 mm betrug. Auf diesem Kolben war ein kreisförmiger Wulst *H* befestigt. Dieser diente als Widerlage für die quadratische Messingplatte *C D*, welche mit einer kreisförmigen Bohrung versehen war, sodass sie über den cylindrischen Theil des Kolbens geschoben werden konnte. An dem spitzen Ende des Kolbens *a b* wurde mit Hülfe der Schraube *S* die Platte *A B* befestigt. Der Abstand der beiden Platten *A B* und *C D* betrug $1^1/_2$ cm.

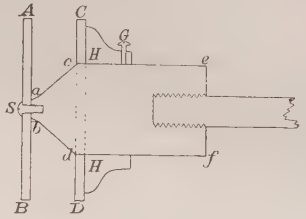


Fig. 5.

In diesem zwischen Kolben und beiden Platten befindlichen Raume ist der Draht so gewunden, dass der Theil bis zu *c d* mit 1100 Windungen von 0,25 mm und der übrige mit 700 Umdrehungen von 0,5 mm starkem Drahte gefüllt ist.

Der mit Draht bewickelte Kolben wurde in flüssiges Paraffin eingetaucht und darin eine Zeit lang ausgekocht. Alsdann brachte man das den Kolben enthaltende Paraffinbad unter den Recipienten einer Luftpumpe. Durch allmähliches Auspumpen wurde die in der Umspinnung der Drähte noch enthaltene Luft entfernt und die Feuchtigkeit verdampft, welche während des Wickelns in das Isolationsmaterial eindringt. Oeffnete man den Hahn des Recipienten, so bewirkte der beim Luftzutritt wirkende Druck, dass das Paraffin in die feinsten Poren der Rolle eindrang, sodass nach dem Erkalten sich eine leicht zu handhabende compacte Masse bildete.

Es wurde dann das überflüssige Paraffin abgeschnitten, die Schrauben *S* und *G* entfernt und eine Spitzflamme zunächst gegen die Platte *A B* gerichtet, wodurch diese schnell heiss

wurde und von dem daran in Paraffin eingebetteten Draht glatt abglitt. Auch der Kolben wurde mittels der Stichflamme erhitzt und in ähnlicher Weise, ohne den Draht zu beschädigen, entfernt.

Die Rolle, welche nunmehr nur noch mit der hinteren Platte *CD* in Verbindung stand und deren Windungen lediglich durch das Paraffin zusammengehalten wurden, gelangte in dieser Form bei der Zusammensetzung des Galvanometers zur Anwendung.

Vier Rollen von dieser Beschaffenheit wurden schliesslich paarweise genau senkrecht untereinander in einem parallel-

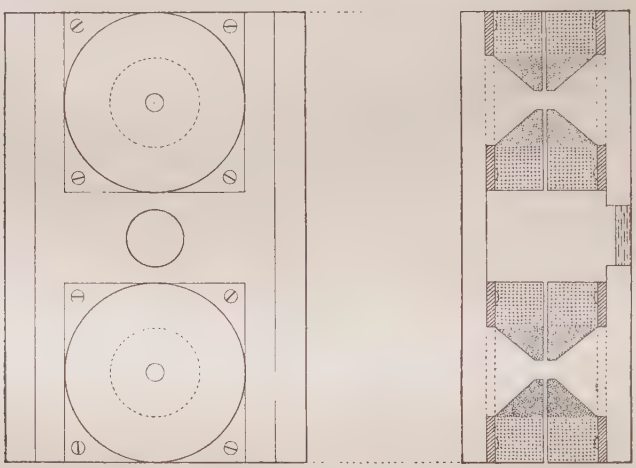


Fig. 6.

epipedischen Kasten (vgl. Fig. 6) befestigt und zwar derart, dass sich die Flächen, welche bei der Herstellung durch die Platte *AB* begrenzt waren in 1 mm Abstand einander gegenüber standen. Die Vorder- und Rückwand des Kastens, welche die Rollen trugen, waren aus Holz, die beiden Seitenwände aus Glas gefertigt. Man konnte daher die Vorgänge im Innern des Kastens leicht von aussen prüfen, insbesondere die freie Aufhängung der Nadel controlliren.

Die Drahtenden der vier Rollen wurden durch Klemmschrauben gebildet, welche auf der Vorderwand des Kastens befestigt waren. Ein Theil dieser Wand, welcher u. a. die

beiden Rollen trug, konnte nach Belieben entfernt und wieder eingesetzt werden, wodurch das Innere des Kastens allen Manipulationen leicht zugänglich gemacht wurde.

Fügt man noch hinzu, dass der erwähnte Kasten auf einem mit drei Stellschrauben versehenen Brett ruhte, und in der Mitte seines Deckels eine verticale Glasröhre von 40 cm Länge trug, an deren oberen Ende der zur Suspension dienende Quarzfaden befestigt war, so ist das benutzte Galvanometer vollkommen beschrieben.

Für die characteristischen Constanten dieses Galvanometers ergaben sich folgende Werthe: waren die vier Rollen hintereinander verbunden, so durchfloss der Strom 7200 Drahtwindungen, deren Widerstand 140 Ohm betrug. Astasirte man mit Hülfe eines äusseren Magneten das System bis zu einer (ganzen) Schwingungsdauer von 20 Secunden, so entsprach, bei einem Scalenabstand von 3 Metern, 1 mm Ausschlag einem Strom von $1{,}5 \times 10^{-11}$ Amp. Bei der Ausführung der definitiven Versuche erwies sich jedoch eine erheblich geringere Empfindlichkeit als ausreichend und es wurde deshalb das Instrument meist mit 7 Secunden Schwingungsdauer benutzt. Auch dann war die Empfindlichkeit noch beträchtlich grösser, als diejenige der käuflichen Galvanometer.

3. Calibrirung des Prismas.

Zur Erzeugung der Spectra diente ein Spectometer von Schmidt und Haensch, versehen mit einem grossen Prisma aus mittlerem Silicatflint von starker Dispersion. Nach reichlicher Ueberlegung habe ich ein solches dem Diffractionsgitter vorgezogen, da die Uebereinanderlagerung der Spectra im Infrarothen die Auffindung unbekannter Spectrallinien wesentlich erschwert und es ferner sehr schwierig ist, Gitterspectra von grosser Intensität und genügender Reinheit zu erzeugen.

Das Prisma habe ich in der vor Kurzem von Hrn. Rubens[1]) beschriebenen Methode wiederholt calibrirt, wobei mir Hr. Rubens selbst behülflich war. Die Versuche lieferten gut übereinstimmende Resultate, so dass die Abhängigkeit der

1) Rubens, Wied. Ann. **45**. p. 238. 1892.

Wellenlängen der ultrarothen Strahlen von dem Dispersionswinkel auf ungefähr $^5/_{1000}$ genau festgestellt werden konnte.

Fig. 1, Taf. I enthält das von Interferenzstreifen durchzogene Energiespectrum der Knallgaslampe, wie es sich nach der ersten Versuchsreihe ergab. Die doppelte Dicke der die Interferenzstreifen hervorbringenden Luftschicht multiplicirt mit dem cos des Einfallswinkels der Strahlen, betrug nach den Ablesungen im sichtbaren Gebiet $k = 6{,}677\,\mu$. Für die Ordnungszahl des ersten infrarothen Streifens a ergab sich $n = 9$. Mit Hülfe dieser Constanten und der beobachteten Lage der Maxima und Minima, welche nach der von Hrn. Rubens angegebenen Weise corrigirt wurde, erhielt ich für die folgenden Ablenkungen die zugehörigen Wellenlängen.

Tabelle I.

Benennung	φ	λ	Benennung	φ	λ
H_γ	$50^0\ 51\frac{1}{2}'$	0,434μ	b_3	$46^0\ 49'$	1,026μ
F	$49^0\ 46\frac{1}{2}'$	0,486„	a_4	$39\frac{1}{2}'$	1,111„
D	$48^0\ 31\frac{1}{2}'$	0,589„	b_4	$30'$	1,214„
C	$2\frac{1}{2}'$	0,656„	a_5	$20\frac{1}{2}'$	1,336„
a_1	$47^0\ 37'$	0,753„	b_5	$9'$	1,482„
b_1	$26\frac{1}{2}'$	0,786„	a_6	$45^0\ 55\frac{1}{2}'$	1,669„
a_2	$16'$	0,834„	b_6	$37\frac{1}{2}'$	1,906„
b_2	$7'$	0,889„	a_7	$14\frac{1}{2}'$	2,225„
a_3	$46^0\ 58'$	0,952„	b_7	$44^0\ 45\frac{1}{2}'$	2,668„

Genau in der gleichen Weise, aber bei anderer Dicke der die Interferenz hervorbringenden Luftschicht und dementsprechend veränderter Streifenbreite wurden zwei weitere Versuchsreihen ausgeführt, so dass man drei von einander unabhängige Dispersionscurven für das Prisma erhielt. Aus jeder dieser Dispersionscurven wurde mittelst Interpolation die einer Reihe von äquidistanten Ablenkungen entsprechenden Wellenlängen festgestellt. Die folgende Tabelle gibt die Resultate, welche hierbei erhalten wurden. Die erste Spalte enthält die betreffenden Winkel φ, die folgenden drei die den einzelnen Dispersionscurven entnommenen Wellenlängen, die letzte das Mittel aus diesen Werthen.

Tabelle II.

φ	I	II	III	Mittel λ
50° 51′	0,434 μ	0,434 μ	0,434 μ	0,434 μ
49° 46′	0,486 „	0,486 „	0,486 „	0,486 „
48° 31½′	0,589 „	0,589 „	0,589 „	0,589 „
2′	0,656 „	0,656 „	0,656 „	0,656 „
47° 50′	0,695 „	0,690 „	0,686 „	0,690 „
40′	0,729 „	0,722 „	0,723 „	0,725 „
30′	0,767 „	0,761 „	0,766 „	0,765 „
20′	0,813 „	0,809 „	0,814 „	0,812 „
10′	0,872 „	0,864 „	0,872 „	0,869 „
0′	0,940 „	0,937 „	0,945 „	0,941 „
46° 50′	1,018 „	1,014 „	1,022 „	1,018 „
40′	1,109 „	1,104 „	1,112 „	1,108 „
30′	1,215 „	1,218 „	1,222 „	1,218 „
20′	1,339 „	1,347 „	1,348 „	1,335 „
10′	1,473 „	1,481 „	1,482 „	1,479 „
0′	1,611 „	1,610 „	1,617 „	1,613 „
45° 50′	1,746 „	1,743 „	1,751 „	1,747 „
40′	1,881 „	1,872 „	1,887 „	1,880 „
30′	2,017 „	2,004 „	2,022 „	2,014 „

Aus den Zahlen dieser letzten Spalte und den entsprechenden Winkeln wurde schliesslich die Dispersionscurve (Fig. 2, Taf. I) construirt, welche bei den folgenden Messungen zur Bestimmung der Wellenlängen verwendet wurde.

Da die Dispersion im sichtbaren Gebiet sehr gross ist, habe ich für diesen Theil des Spectrums unter Benutzung einer grösseren Zahl der Fraunhofer'schen Linien die Dispersionscurve in vergrössertem Maasstab entworfen. Es sind daher die für die metallischen Linien angegebenen Wellenlängen im sichtbaren Spectralgebiet genauer, als in dem jenseits des Roth gelegenen Spectrum.

4. Ueber die Handhabung des Bolometers.

Bevor ich mich der Beschreibung der Versuche selbst zuwende, will ich einige Vorsichtsmaassregeln nicht unerwähnt lassen, welche man bei der Handhabung des Bolometers mit Vortheil anwendet.

Wie bereits zu Anfang erwähnt, sind zwei Zweige des Bolometers aus Neusilber, die beiden übrigen aus Platin gefertigt.

Von diesen letzteren ist der eine, welcher der Strahlung ausgesetzt wird, berusst worden und hat hierbei durch die Erwärmung seinen Temperaturcoefficient ein wenig geändert. Infolge dieses Umstandes ist das Gleichgewicht der Wider-

stände innerhalb der Wheatstone'schen Brücke immer nur für eine einzige Temperatur erfüllt. Steigt daher oder sinkt die Temperatur des Zimmers, so fängt das Scalenbild in der einen oder in der anderen Richtung an zu wandern.

Es ist deshalb gut, einige Zeit vor Beginn der Versuchsreihe, den Hülfsstrom zu schliessen, die Gasbrenner, welche die Scala[1]) beleuchten anzuzünden, die electrische Lampe, deren Anwendung später beschrieben wird, in Thätigkeit zu setzen und zugleich die Zimmerthüre zu öffnen, so dass sich in Bezug auf die Temperatur ein stationärer Zustand herstellt.

Es ist schwierig, auf diese Weise die Wanderung der Scala vollkommen zu beseitigen, aber es gelingt leicht zu bewirken, dass das Bild während einiger Minuten auf demselben Scalentheil (cm) stehen bleibt. Den Sinn dieser schwachen noch vorhandenen Wanderung habe ich ohne Ausnahme durch weiteres Oeffnen oder Schliessen der Thüre, manchmal um nicht mehr als 1 cm, umkehren können. Aus diesem Grunde ist es mir oft gelungen, allein durch Reguliren der Thüröffnung die Nullstellung am Galvanometer während der drei Stunden, welche die Versuchsreihe in Anspruch nahm, soweit constant zu halten, dass es nicht nöthig war, während dieser Zeit Veränderungen in der Einstellung des Schleifcontacts *G* (Fig. 2) vorzunehmen.

Die geringen Fehler, welche durch die noch etwa vorhandene Wanderung des Nullpunkts herbeigeführt werden können, habe ich dadurch zu eliminiren gesucht, dass ich den Nullpunkt der Nadel vor und nach jeder Elongation fesstellte und beide Ablesungen gleichzeitig in Rechnung zog. Eine gleichmässige Wanderung würde bei diesem Beobachtungsverfahren vollkommen ohne Einwirkung auf das Resultat sein.

Es wurden bei sämmtlichen Energiemessungen niemals endgültige Einstellung der Galvanometernadel, sondern erste Ausschläge abgelesen. Es wird hierdurch eine nicht unerhebliche Zeitersparniss herbeigeführt und der Einfluss der zufälligen magnetischen, mechanischen und thermischen Störungen vermindert, denen man trotz Anwendung aller Vorsichtsmaassregeln in einem stark besuchten, inmitten einer grossen Stadt gelegenen Laboratorium jederzeit ausgesetzt ist.

1) Die Scala befand sich von dem Fernrohre getrennt in ca. 3 m Entfernung von dem Bolometer und war von diesem durch Pappschirme isolirt.

Auch bei dieser Art der Ablesung sind die beobachteten Ausschläge, wie Hr. Merritt[1]) gezeigt hat, der Energie der Strahlung proportional.

An jeder Stelle des Spectrums wurde die Energie durch zwei solche Beobachtungen festgestellt.

III. Das Spectrum des Kohlenbogens.

Längere Zeit hindurch versuchte ich vergeblich, durch Verbrennen der Alkalien in dem Bunsen'schen Brenner oder in dem Knallgasgebläse Spuren von Linien im ultrarothen Spectrum zu entdecken. Erst, als ich den electrischen Kohlenbogen zur Anwendung brachte, gelang es mir, nach dieser Richtung Resultate zu erhalten.

Da die Befürchtung nahe lag, dass ein Theil der beobachteten infrarothen Spectrallinien nicht von den verbrennenden Alkalien, sondern von dem Kohlenbogen selbst herrühren, habe ich mich zunächst in eingehender Weise mit dem infrarothen Spectrum des Kohlenbogens beschäftigt.

Zur Erzeugung desselben diente eine alte Duboscq'sche Bogenlampe, welche mit dem constanten Strom der Berliner Centralen (110 Volt) gespeist, sehr ruhig brannte. Durch Einschalten von Widerstand wurde derselbe auf 7,5 bis 7,8 Amp. constant gehalten. Zur Erhaltung eines gleichmässig brennenden Lichtbogens von passender Länge ($6^1/_2$ mm) erschienen mir nach mannigfachen Versuchen Kohlen von 8 mm Durchmesser am geeignetsten; auch war es vortheilhaft, als Anode eine Dochtkohle zu benutzen.

Von dem Kohlenbogen wurde mittels einer Linse ein reelles, ungefähr auf das doppelte vergrössertes Bild auf den Spalt des Spectrometers geworfen. Mit Hülfe eines Diaphragmas, welches sich in geringer Entfernung vor dem Spalte befand, wurden die Bilder der leuchtenden Kohlen sowie der grösste Theil des Bogens abgeblendet, sodass nur ein ca. 7 mm langer, äusserst schmaler, dem centralen Theile des Bogens angehörender rechteckiger Ausschnitt derselben in den Collimator des Instrumentes eindringen konnte.

Die Breite des Spaltes betrug bei sämmtlichen definitiven

1) Merritt, Am. Journal of Sci. (3) **41.** p. 422. 1891.

Versuchen etwa 0,1 mm, d. i. 1,68 Minuten im Spectrum, diejenige des (berussten) Bolometerfadens 0,1 mm, entsprechend 1,6 Winkelminuten.

Die Stärke des Stromes in der Wheatstone'schen Brücke war stets nahezu die gleiche, $^1/_{40}$ Amp.; jedoch wurde vor und nach jeder Versuchsreihe die Temperaturempfindlichkeit durch besondere Ablesungen in der oben beschriebenen Weise festgestellt, sodass die sämmtlichen Versuchsreihen aufeinander bezogen werden können.

Die Energie wurde stets den beobachteten Galvanometerausschlägen proportional angenommen, was nach den Untersuchungen der Hrn. Ångström[1]), Rubens[2]) und Merritt[3]) gerechtfertigt ist.

In der beschriebenen Weise habe ich eine grosse Zahl von Versuchsreihen ausgeführt, um das Spectrum des Kohlenbogens festzustellen. Die Uebereinstimmung der einzelnen Serien untereinander ist eine so gute, dass es nur der Form nach, nicht aber in Bezug auf die gewonnenen Resultate als Willkür betrachtet werden kann, wenn ich aus dem vorhandenen Material eine Versuchsreihe herausgreife und in allen Einzelheiten wiedergebe. Die Ausführlichkeit, mit welcher in der folgenden Tabelle die Beobachtungsdaten dieser Serie angegeben werden, findet zum Theil ihre Rechtfertigung in dem Umstande, dass ich dadurch in die Lage gesetzt bin, die nachfolgenden Beschreibungen der Energiemessungen im Spectrum der untersuchten Metalle, welche in ähnlicher Weise vorgenommen wurden, kürzer zu behandeln, indem ich hierauf verweise.

Die erste Spalte enthält die an der Kreistheilung des Spectrometers abgelesenen Winkelablenkungen des Bolometerarms, die zweite die entsprechenden, mit Hülfe der Dispersionscurve, Fig. 2, Taf. II, bestimmten Wellenlängen. In der dritten Columne sind die Mittel der nach dem oben angegebenen Schema beobachteten Ausschläge in Millimetern enthalten, welche als relative Werthe der Energie zu betrachten sind.

1) Ångstrom, Wied. Ann. **26.** p. 262. 1885.

2) Rubens, Wied. Ann. **37.** p. 256. 1889.

3) Merritt, Am. Journal (3) **37.** p. 167. 1889; Merritt, Am. Journal (3) **41.** p. 422. 1891.

Tabelle III.

Kohlenbogen.

Temperaturempfindlichkeitsbestimmung.

Ausschläge in mm:

137 138 138 130 136 Mittel 136.

Energiebeobachtungen.

φ	λ	I	φ	λ	I
54° 7½′		0	49° 56½′	0,4770 μ	3
53° 57′		0	49′	0,4838 „	3
50½′	0,365(?) μ	11	41′	0,4920 „	2
44½′		0	21′	0,5140 „	9
4½′	0,3770 „	13	19½′	0,5155 „	8
52° 39½′	0,3820 „	80	15	0,5213 „	4
29½′	0,3850 „	185	48° 51½′	0,5540 „	6
27½′	0,3858 „	284	34½′	0,5835 „	9
26′	0,3861 „	306	31½′	0,5892 „	14
24½′	0,3868 „	279	28½′	0,5945 „	11
23′	0,3871 „	310	26′	0,600 „	11
22′	0,3874 „	282	21′	0,611 „	12
20½′	0,3880 „	328	17½′	0,619 „	13
19½′	0,3883 „	357	14′	0,627 „	15
18′	0,3889 „	83	11′	0,635 „	18
16½′	0,3894 „	29	8½′	0,642 „	19
10½′	0,3918 „	24	5½′	0,649 „	21
51° 48½′	0,4015 „	10	2½′	0,657 „	20
30½′	0,4110 „	29	47° 59½′	0,666 „	20
27′	0,4128 „	48	57′	0,673 „	21
24½′	0,4140 „	76	55′	0,679 „	17
23′	0,4150 „	72	53′	0,685 „	22
22′	0,4157 „	64	50½′	0,693 „	26
21′	0,4163 „	68	48′	0,701 „	26
19½′	0,4170 „	68	45′	0,711 „	36
18½′	0,4177 „	54	43′	0,718 „	35
17′	0,4183 „	62	41′	0,726 „	40
15½′	0,4194 „	35	39½′	0,731 „	43
14′	0,4203 „	42	38′	0,737 „	39
11½′	0,4210 „	8	36½′	0,743 „	39
½′	0,4250 „	4	35′	0,749 „	41
50° 31′	0,4488 „	7	33½′	0,755 „	32
28′	0,4508 „	12	32′	0,761 „	37
25′	0,4532 „	6	30½′	0,768 „	35
			29′	0,775 „	30

φ	λ	I	φ	λ	I
47° 27½′	0,781 μ	30	46° 26½′	1,258 μ	13
26′	0,788 „	50	25′	1,276 „	12
24½′	0,794 „	57	23½′	1,295 „	8
23′	0,801 „	62	22′	1,312 „	5
21½′	0,808 „	74	20½′	1,330 „	5
20′	0,815 „	68	19′	1,352 „	8
18½′	0,823 „	66	17½′	1,372 „	13
17′	0,830 „	65	16′	1,392 „	21
15½′	0,838 „	54	14½′	1,413 „	24
14′	0,846 „	51	13′	1,435 „	24
12½′	0,854 „	44	11½′	1,453 „	24
10½′	0,865 „	33	9½′	1,482 „	21
9′	0,875 „	30	8′	1,502 „	14
7½′	0,886 „	26	6½′	1,523 „	11
6′	0,896 „	23	5′	1,543 „	10
4½′	0,906 „	60	3½′	1,563 „	8
3′	0,917 „	98	2′	1,583 „	9
1½′	0,928 „	95	½′	1,603 „	6
0′	0,940 „	97	45° 59′	1,626 „	4
46° 58½′	0,951 „	86	57½′	1,645 „	3
57′	0,962 „	67	56′	1,665 „	2
55½′	0,974 „	57	54½′	1,685 „	2
54′	0,987 „	48	53′	1,705 „	2
52½′	0,999 „	36	51½′	1,725 „	0
51′	1,012 „	29	50′	1,747 „	0
49½′	1,024 „	24	48½′	1,769 „	1
48′	1,038 „	18	47′	1,789 „	1
46½′	1,050 „	16	45½′	1,810 „	0
44½′	1,068 „	16	44′	1,830 „	0
43′	1,082 „	75	42½′	1,850 „	0
41½′	1,096 „	103	41′	1,870 „	0
40′	1,109 „	80	39′	1,897 „	0
38½′	1,128 „	59	37½′	1,918 „	0
37′	1,144 „	47	36′	1,938 „	0
35½′	1,158 „	35	34½′	1,958 „	0
34′	1,176 „	29	33′	1,978 „	0
32½′	1,192 „	26	31½′	2,000 „	0
31′	1,208 „	23	30′	2,020 „	0
29½′	1,225 „	17	28½′	2,042 „	0
28′	1,243 „	18	27′	2,062 „	0

Temperaturempfindlichkeitsbestimmung.
Ausschläge: 128 135 128 132 132 134, Mittel: 132.

$$\alpha = \frac{136 + 132}{2} = 134,$$

woraus

$$k = \frac{1}{134\,000}\,{}^{0}C.$$

Die Zahlen dieser Tabelle sind in der Curve, Fig. 3, Taf. I, graphisch dargestellt. Die an der Kreistheilung abgelesenen Ablenkungen sind als Abscissen und die entsprechenden Ausschläge (in Millimetern) als Ordinaten gewählt.

Um dem Beschauer die Uebersicht zu erleichtern, sind einige der Fraunhofer'schen Linien in der Figur verzeichnet; auch sind die Grenzen des sichtbaren Spectrums, wie diese gewöhnlich angenommen werden, darin durch punktirte Linien angegeben. Die Annahme dieser Grenzen ist natürlich mit einer gewissen Willkür behaftet, da aus den Untersuchungen von Helmholtz[1]), Esselbach[2]), Becquerel[3]) und Langley[4]) hervorgeht, dass man unter besonders günstigen Bedingungen Strahlen, deren Wellenlänge weit ausserhalb der angegebenen Grenzen liegt, mit dem Auge wahrnehmen kann. Auch die vorliegende Arbeit liefert hierfür einige charakteristische Belege.

Fig. 4, Taf. I stellt dieselbe Curve, nur mit dem Unterschied, dass statt der Winkelablenkungen die betrachteten Wellenlängen als Abscissen gewählt sind, dar.

Ein flüchtiger Blick auf die erwähnten Curven lehrt uns die merkwürdige Thatsache, dass *im Spectrum des electrischen Kohlenbogens das Maximum der Energie weiter hinaus nach dem Violetten hin liegt, als die beiden Fraunhofer'schen Linien* H_1 *und* H_2.

Die höchste Erhebung zeigt die Energiecurve von $\lambda = 0{,}385\,\mu$ bis $\lambda = 0{,}388\,\mu$; ein zweites Maximum findet sich von $\lambda = 0{,}411\,\mu$ bis $\lambda = 0{,}420\,\mu$.

Beobachtet man diese äusserst intensiven Banden mit Hülfe des Auges, so gewahrt man, dass das erste aus fünf, das zweite aus sechs einzelnen Streifen besteht, welche gegen

1) Helmholtz, Pogg. Ann. **94.** p. 12. 1855.

2) Esselbach, Monatsber. d. k. Acad. d. Wiss. zu Berlin. p. 757. 1855; Esselbach, Pogg. Ann. **98.** p. 514. 1856.

3) H. Becquerel, Compt. Rend. **97.** p. 73. 1883.

4) Langley, Phil. Mag. (5) **21.** p. 396. 1886.

das rothe Ende des Spectrums hin schroff abgegrenzt sind, dagegen nach dem Violetten hin allmählich an Helligkeit abnehmen.

Vermindert man die Breite und Spalte mehr und mehr, so zeigt es sich, wie von Hrn. Kayser und Runge[1]) beobachtet wurde, dass das gesammte Spectrum des Kohlenbogens aus vielen Tausenden von feinen Linien besteht, welche an den Stellen, an welchen die hellen Banden wahrgenommen wurden, ausserordentlich nahe aneinander liegen und in den übrigen Theilen des Spectrums in grösseren Abständen aufeinander folgen.

Das Bolometer ist in der angewandten Form nicht im Stande, jede einzelne dieser Linien anzugeben; welche oft nur um wenige Secunden voneinander entfernt sind.

Man erhält mit Hülfe dieses Apparates nur die Summe aller Energiemengen, welche auf seine etwa 1 Minute betragende Breite fallen. Ich habe es deshalb vorgezogen, die Aufnahme der Energiespectra des Kohlenbogens bei einer Spectralbreite vorzunehmen, welche derjenigen des Bolometerfadens ungefähr gleich kommt. Man beobachtet alsdann das obenerwähnte charakteristische Bandenspectrum, welches durch Superposition jener grossen Zahl von Linien, die sich dann theilweise überdecken, zu Stande kommt.

Kurz vor dem Schluss der ganzen Untersuchung habe ich erst optisch und dann mit dem Bolometer noch ein schwaches Band im äussersten Violett gefunden, welches noch weit jenseits der Gruppe von $\lambda = 0{,}385\,\mu$ bis $\lambda = 0{,}388\,\mu$ liegt. Durch Extrapolation meiner Dispersionscurve ergab sich für die diesem Bande zugehörende Wellenlänge $\lambda = 0{,}365\,\mu$, ein Werth, welcher natürlich nicht den Anspruch erhebt, genau zu sein. Wahrscheinlich ist dieses Band dasselbe, welches Kayser und Runge[2]) von $\lambda = 0{,}3584\,\mu$ bis $\lambda = 0{,}3590\,\mu$ gefunden haben.

Bei Gelegenheit ihrer spectrophotometrischen Studien über das electrische Licht haben Nichols und Franklin[3]) ein blaues Band im Spectrum der electrischen Bogenlampe gefunden, welches sich ohne Schwierigkeit mit den Banden von $\lambda = 0{,}4110\,\mu$ bis $\lambda = 0{,}4210\,\mu$ identificiren lässt, denn diese

1) Kayser und Runge, Wied. Ann. **38.** p. 81. 1889.
2) Kayser und Runge, Wied. Ann. **38.** p. 90. 1889.
3) Nichols und Franklin, Am. Journal (3) **38.** p. 106. 1889.

Banden, obwohl die in Beziehung, auf Energie schwächeren, sind für das Auge viel heller als diejenigen von $\lambda = 0{,}3850\,\mu$, bis $\lambda = 0{,}8383\,\mu$. Auch liegen die von Nichols und Franklin angegebenen Grenzen für die Wellenlänge dieses Bandes denjenigen der Banden von $\lambda = 0{,}4110\,\mu$ bis $\lambda = 0{,}4210\,\mu$ näher.

In einer erst kürzlich erschienenen Arbeit erwähnen die Hrn. P. Drude und W. Nernst[1]) zwei Banden im Spectrum des Kohlenlichtes, welche auf Lösungen des Fluorescins besonders kräftige fluorescirende Wirkung ausüben. Sie bestimmten die Wellenlänge dieser Banden mit Hülfe eines Diffractionsgitters und erhielten für die stärker brechbare, lichtschwächere von beiden die Wellenlänge $\lambda = 0{,}386\,\mu$, welches mit der von mir beobachteten von $\lambda = 0{,}385\,\mu$ bis $\lambda = 0{,}388\,\mu$ so gut übereinstimmt, dass an der Identität dieser Banden mit den von mir beobachteten nicht zu zweifeln ist.

Im Vergleich mit den grossen Energiemengen, welche im Violett auftreten, ist die Energie in den übrigen Theilen des sichtbaren Kohlenbogenspectrums eine sehr unbedeutende. Die kleinen Mengen von Natriumsalz, welche als Verunreinigung in den Kohlen vorkommt, sind stets durch das Auftreten einiger charakteristischer Natriumlinien (besonders *D*) gekennzeichnet und daher bolometrisch messbar. Im sichtbaren Gebiete finden sich ferner einige unscharfe Banden, welche sich ihrer geringen Energie wegen nur schwach von dem ziemlich hellen Hintergrunde abheben und in der Figur kaum hervortreten. Stark ausgeprägte Maxima und Minima zeigen sich erst wieder im Ultrarothen, wo das Bolometer fünf äusserst kräftige Banden anzeigt, welche dem Charakter nach den im äussersten Violett beobachteten ähnlich sind, sich aber andererseits wesentlich von jenen dadurch unterscheiden, dass ihre scharfen Kanten dem sichtbaren Gebiete zugekehrt sind, während sie in Richtung der wachsenden Wellenlängen verwaschene Ränder zeigen. Auch von diesen Banden ist jedes einzelne von schmalen kalten Streifen durchzogen. Aller Wahrscheinlichkeit nach bestehen diese heissen Banden aus einem warmen Hintergrunde, auf welchem eine Reihe von mehr oder weniger scharfen Linien superponirt sind. Die Stärke der angewandten Dispersion war jedoch nicht ausreichend, um mit Hülfe des

1) Drude und Nernst, Wied. Ann. **45.** p. 460. 1892.

Bolometers eine vollkommene Trennung dieser Linien vornehmen zu können. Das Vorhandensein derselben documentirt sich jedoch durch die Unregelmässigkeiten, welche die Curve in der Umgebung eines jeden der fünf Maxima zeigt.

Die den fünf infrarothen Banden zukommenden Wellenlängen sind:

Tabelle IV.

A.	von	$\lambda = 0{,}700\,\mu$	bis	$\lambda = 0{,}770\,\mu$
B.	„	$\lambda = 0{,}785$ „	„	$\lambda = 0{,}860$ „
C.	„	$\lambda = 0{,}900$ „	„	$\lambda = 1{,}000$ „
D.	„	$\lambda = 1{,}075$ „	„	$\lambda = 1{,}160$ „
E.	„	$\lambda = 1{,}370$ „	„	$\lambda = 1{,}500$ „

IV. Zur graphischen Darstellung der Energiespectra.

Bekanntlich ist es im allgemeinen nicht statthaft, bei der Uebertragung eines continuirlichen Energiespectrums von willkürlicher, aber bekannter Dispersion auf das normale Gitterspectrum die Ordinaten, welche die im Dispersionsspectrum beobachtete Energie bedeuten, in unveränderter Länge beizubehalten, sondern es muss an jeder Stelle der Curve die Grösse der neuen Ordinaten so bemessen werden, dass das Flächenstück (vgl. Fig. 7), welches in beiden Zeichnungen von den Ordinaten der Wellenlängen λ und λ', sowie dem Stück der Abscissenaxe $(\lambda - \lambda')$ und dem darüberliegenden Curvenbogen begrenzt wird, gleich ist.

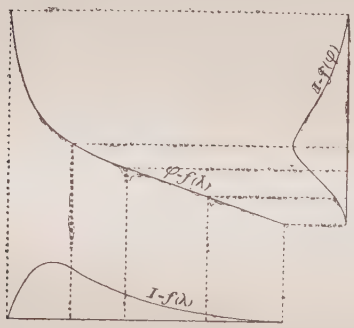


Fig. 7.

Zur Lösung dieses Problems hat Hr. Langley ein einfaches Verfahren angegeben[1]) und dasselbe durch eine Zeichnung veranschaulicht.

Anders verhält es sich indessen, wenn das Spectrum discontinuirlich ist, d. h. aus einzelnen Linien besteht und der Spalt eine solche Breite besitzt, dass sämmtliche Linien gleich

1) Langley, A Report of the Mount Whitney Expedition p. 231. 1884. Phil. Mag. (5) **17.** p. 211. 1884.

breit erscheinen. Alsdann ist man, wenn die Linien nicht übereinander fallen, von der Stärke der angewandten Dispersion vollkommen unabhängig und kann die Reduction auf das Normalspectrum ohne Veränderung der Ordinaten vornehmen.

Mit Hülfe eines Ocularmikrometers habe ich mich davon überzeugt, dass die Breite der sämmtlichen Spectrallinien innerhalb des sichtbaren Spectrums bei den von mir gewählten Versuchsbedingungen die gleiche war. Dennoch ist es ohne Zweifel nicht gerechtfertigt, die in Taf. IV entworfene Curve als Bild der Energievertheilung innerhalb des von dem Kohlenbogen erzeugten Normalspectrums zu bezeichnen, da, wie wir gezeigt haben, die Linien, aus welchen die Banden bestehen, sich theilweise überdecken. Anderseits aber ist das Spectrum kein continuirliches, so dass es nicht gestattet ist, die von Langley gegebene Reduction anzuwenden. Ich habe mich daher darauf beschränken müssen, sowohl für die Strahlung des Kohlenbogens als auch für die später zu beschreibenden Emissionsspectren der Metalle, für welche das Gleiche gilt, die Energievertheilung im Dispersionsspectrum anzugeben und statt der Winkel die betrachteten Wellenlängen als Abscissen aufzutragen.

Ich will noch hinzufügen, dass die Annahme, das Spectrum des Kohlenbogens sei ein continuirliches im Sinne der von Langley beobachteten Wärmespectra erhitzter fester Körper uns unter Benutzung der erwähnten Reduction für die Energie der violetten Banden bei $\lambda = 0{,}388\,\mu$ und $\lambda = 0{,}415\,\mu$ zu Werthen führt, welche im Verhältniss zur Energie der ultrarothen Maxima noch weit grösser sind, als sie aus der Zeichnung Taf. VI hervorgehen.

V. Energiespectra der Alkalien.

Die Aufgabe, welche ich beim Verbrennen der verschiedenen Alkalien im electrischen Flammenbogen zu lösen hatte, bestand darin ein Mittel zu finden, wodurch die Metalle oder ihre Salze möglichst stetig und gleichmässig eingeführt werden. Unter anderen erscheinen mir die folgenden Methoden möglich:

1. Die untere (positive) Kohle mit einem Tiegel zu umgeben, in welchem sich das zu untersuchende Salz befindet. 2. Mit Hülfe einer geeigneten Vorrichtung Salzlösung in Form eines Sprühregens in den Flammenbogen fortwährend einzuführen. 3. Die Kohlen selbst mit einer Bohrung zu versehen, in welcher das zu verbrennende Salz eingebettet ist wie der Docht in einer Kerze. 4. Bei Herstellung der Kohlen eine hinreichende Menge Salz dem Kohlenpulver beizumischen und aus dem so vorbereiteten Material die Kohlen zu fabriziren. Die ersten drei von diesen Methoden sind geprüft worden, die dritte mit dem besten Erfolg, so dass ich bei den definitiven Versuchen stets dieses Verfahren zur Anwendung brachte.

Die positive (untere) 8 mm im Durchmesser betragende Kohle wurde auf der Drehbank mit einer axialen Bohrung von 3 mm Durchmesser versehen und das trockene, fein pulverisirte Salz mit Hülfe eines Hammers darin zu einem festen Kern eingestampft. Auch die negative Kohle wurde in dieser Weise präparirt, doch betrug bei dieser der Durchmesser des Bohrlochs nur 1,5 mm.

Fig. 8.

Setzt man die Bogenlampe in Thätigkeit, so bewirkt das Glühen der Kohlenspitzen, dass an den Enden das eingebettete Salz zu sieden beginnt und einen gleichmässigen Dampfstrom in den Flammenbogen sendet.

Das Aussehen des Lichtbogens wird durch das Einführen der Salze völlig verändert. Er verliert die blauviolette Färbung und nimmt die characteristische Farbe des betreffenden Metalldampfes an. Auch seine Form verwandelt sich aus der die beiden Kohlen mit einem gleichmässigen Licht umgebenden Kugel in ein langgestrecktes Ovaloid, dessen Scheitelpunkte in fortwährender Wanderung begriffen sind. Meist rotiren sie langsam auf den durch die Spitzen der Dochtkohlen gebildeten Ringen (vgl. Fig. 8, Taf. I). Da es mir nicht gelungen ist, diese Wanderung des Lichtbogens zu beseitigen, liess ich bei sämmtlichen Versuchen durch einen Gehülfen die Stellung der Projectionslinse, welche das reelle Bild des Lichtbogens auf dem Spalt des Spectrometers entwarf, fortwährend in der Weise reguliren, dass das Bild des Lichtbogens den Spalt gleichmässig bedeckte. Ausserdem wurde nach jeder Beobachtung

die Länge des Lichtbogens controllirt und nöthigenfalls verändert.

Auch der Verbrauch an Stromenergie in der Lampe ist bei der gleichen Länge des Lichtbogens ein wesentlich verschiedener, je nachdem man gewöhnliche Kohlen oder solche verwendet, welche in der beschriebenen Weise präparirt sind. Es zeigte sich, dass man bei Benutzung ersteren 6 S. E. bei Anwendung der mit metallischem Docht versehenen Kohlen dagegen 10 S. E. äusseren Widerstand in den Stromkreis einschalten musste, um bei der gleichen Länge des Lichtbogens eine Stromstärke von 7,7 Amp. zu erhalten. Ob diese Erscheinung durch einen verminderten Widerstand des von metallischen Dämpfen gebildeten Lichtbogens herrührt, oder durch eine geringere electromotorische Gegenkraft hervorgerufen wird, lässt sich natürlich nicht ohne Weiteres entscheiden. Da diese Erscheinungen jedoch mit dem zu untersuchenden Gegenstand nicht zusammenhängen, habe ich dieselben nicht weiter verfolgt.

Da ich bei Anwendung verschiedener Salze desselben Metalls die gleichen Resultate erhielt, so bei der Verbrennung von metallischem Natrium, kohlensaurem Natron und Kochsalz, habe ich mich bei der Untersuchung der übrigen Alkalien auf die ausschliessliche Benutzung der Chloride beschränkt.

Die Salze wurden sämmtlich in möglichst reinem Zustand aus der chemischen Fabrik von Trommsdorff in Erfurt bezogen. Nur bei der Untersuchung von Chlornatrium bediente ich mich des gewöhnlichen käuflichen Materials. Von jedem Salz wurden mehrere Versuchsreihen angestellt, so

von NaCl 6,
„ KCl 4,
„ LiCl 3,
„ CsCl 3,
„ RbCl 2.

Auch hier war die Uebereinstimmung der bei der Verbrennung desselben Stoffs beobachteten Energiespectra eine so gute, dass ich kein Bedenken trage, aus dem vorhandenen Material zur Veröffentlichung je eine Versuchsreihe auszuwählen.

Tabelle V.

Natrium.

$k = 1 / 135{,}000^{0}$ C.

φ	λ	I	φ	λ	I
$52^{0}\ 37\frac{1}{2}'$	0,3836 μ	0	$48^{0}\ 19'$	0,616 μ	91
$28\frac{1}{2}'$	0,3852 „	1	$16'$	0,622 „	11
$23'$	0,3870 „	0	$10\frac{1}{2}'$	0,637 „	13
$20\frac{1}{2}'$	0,3880 „	0	$7\frac{1}{2}'$	0,644 „	22
$13'$	0,3908 „	0	$6'$	0,648 „	13
$7'$	0,3932 „	31	$3\frac{1}{2}'$	0,654 „	8
$3\frac{1}{2}'$	0,3950 „	2	$\frac{1}{2}'$	0,663 „	6
$51^{0}\ 59\frac{1}{2}'$	0,3967 „	31	$47^{0}\ 57\frac{1}{2}'$	0,671 „	26
$55\frac{1}{2}'$	0,3983 „	0	$56'$	0,676 „	10
$11\frac{1}{2}'$	0,4218 „	1	$54\frac{1}{2}'$	0,680 „	10
$8\frac{1}{2}'$	0,4236 „	42	$53'$	0,685 „	4
$5\frac{1}{2}'$	0,4255 „	4	$51\frac{1}{2}'$	0,690 „	7
$50^{0}\ 10\frac{1}{2}'$	0,4650 „	0	$50'$	0,695 „	5
$7'$	0,4677 „	11	$48\frac{1}{2}'$	0,699 „	7
$4'$	0,4703 „	1	$47'$	0,704 „	6
			$45\frac{1}{2}'$	0,710 „	14
$49^{0}\ 37'$	0,4963 „	6	$44'$	0,714 „	13
$34'$	0,4996 „	62	$42\frac{1}{2}'$	0,720 „	12
$31'$	0,5028 „	4	$41'$	0,726 „	9
$22'$	0,5130 „	7	$39\frac{1}{2}'$	0,731 „	9
$19'$	0,5164 „	12	$38'$	0,737 „	10
$16'$	0,5200 „	3	$36\frac{1}{2}'$	0,743 „	5
$13'$	0,5240 „	4	$35'$	0,749 „	6
$10\frac{1}{2}'$	0,5271 „	16	$33\frac{1}{2}'$	0,755 „	9
$7\frac{1}{2}'$	0,5310 „	1	$32'$	0,761 „	12
$48^{0}\ 50\frac{1}{2}'$	0,5560 „	10	$30\frac{1}{2}'$	0,768 „	24
$48'$	0,5600 „	19	$29'$	0,775 „	12
$46\frac{1}{2}'$	0,5625 „	15	$27\frac{1}{2}'$	0,781 „	6
$43'$	0,5685 „	186	$25\frac{1}{2}'$	0,789 „	8
$39\frac{1}{2}'$	0,5742 „	21	$24'$	0,796 „	8
$38'$	0,5772 „	20	$22\frac{1}{2}'$	0,803 „	22
$36\frac{1}{2}'$	0,5800 „	27	$21'$	0,811 „	166
$31\frac{1}{2}'$	0,5892 „	877	$20\frac{1}{4}'$	0,814 „	603
$28\frac{1}{2}'$	0,5950 „	96	$19\frac{1}{2}'$	0,818 „	659
$24\frac{1}{2}'$	0,6040 „	28	$18'$	0,825 „	170
$21\frac{1}{2}'$	0,610 „	29	$16\frac{1}{2}'$	0,833 „	27

φ	λ	I	φ	λ	I
47° 15′	0,841 μ	22	46° 21½′	1,317 μ	5
13½′	0,849 „	18	20′	1,337 „	4
12′	0,857 „	18	18½′	1,358 „	3
10½′	0,865 „	11	17′	1,380 „	5
9′	0,874 „	8	15½′	1,399 „	4
7½′	0,884 „	6	14′	1,421 „	3
6′	0,895 „	6	12½′	1,442 „	3
4½′	0,905 „	6	11′	1,461 „	4
3′	0,916 „	4	9½′	1,482 „	3
1½′	0,926 „	7	8′	1,503 „	2
0′	0,938 „	7	6½′	1,523 „	3
			5′	1,543 „	2
46° 58½′	0,949 „	5	3½′	1,563 „	0
57′	0,962 „	6	2′	1,583 „	6
55′	0,977 „	5	½′	1,603 „	2
53½′	0,988 „	8			
52′	1,003 „	8			
50½′	1,014 „	4	45° 59′	1,624 „	3
49′	1,028 „	6	57½′	1,645 „	2
47½′	1,041 „	5	56′	1,667 „	0
46′	1,055 „	7	54′	1,694 „	4
44½′	1,067 „	12	52½′	1,713 „	6
43′	1,082 „	12	51′	1,733 „	5
41½′	1,096 „	11	49½′	1,755 „	17
40′	1,111 „	45	48′	1,776 „	12
38½′	1,127 „	415	46½′	1,795 „	17
37′	1,143 „	112	45′	1,816 „	11
35½′	1,158 „	24	43½′	1,836 „	33
34′	1,176 „	11	42′	1,857 „	25
32½′	1,191 „	7	40½′	1,878 „	11
31′	1,208 „	8	39′	1,898 „	5
29½′	1,223 „	10	37½′	1,918 „	4
28′	1,242 „	30	36′	1,938 „	2
26½′	1,257 „	16	34½′	1,958 „	0
25′	1,276 „	8	33′	1,978 „	0
23′	1,300 „	6	31½′	2,000 „	0

Tabelle VI.

Kalium.

$k = 1/127\,000°$ C.

φ	λ	I	φ	λ	I
$52^0\ 35\frac{1}{2}'$	0,3830 μ	0	$47^0\ 54\frac{1}{2}'$	0,680 μ	8
$29\frac{1}{2}'$	0,3850 „	2	$51'$	0,691 „	74
$23\frac{1}{2}'$	0,3870 „	0	$49'$	0,698 „	13
$21'$	0,3877 „	0	$44\frac{1}{2}'$	0,713 „	7
$14'$	0,3903 „	0	$39'$	0,733 „	12
			$36'$	0,745 „	27
$51^0\ 46'$	0,4030 „	0	$31'$	0,767 „	1443
$43'$	0,4045 „	30	$30'$	0,770 „	622
$40'$	0,4060 „	0	$28\frac{1}{2}'$	0,777 „	82
$12'$	0,4214 „	2	$27'$	0,783 „	31
$9'$	0,4233 „	16	$25\frac{1}{2}'$	0,790 „	31
$6'$	0,4251 „	0	$24'$	0,796 „	27
$50^0\ 17\frac{1}{2}'$	0,4590 „	2	$22\frac{1}{2}'$	0,803 „	36
$49^0\ 46'$	0,4870 „	2	$21'$	0,811 „	34
$41\frac{1}{2}'$	0,4915 „	0	$19\frac{1}{2}'$	0,818 „	22
$39\frac{1}{2}'$	0,4942 „	3	$18'$	0,825 „	16
$32'$	0,5023 „	0	$16\frac{1}{2}'$	0,832 „	16
$25'$	0,5095 „	4	15	0,841 „	17
$23\frac{1}{2}'$	0,5113 „	5	$13\frac{1}{2}'$	0,850 „	14
$20\frac{1}{2}'$	0,5148 „	0	$12'$	0,857 „	12
$8'$	0,5307 „	0	$10\frac{1}{2}'$	0,866 „	12
$5\frac{1}{2}'$	0,5340 „	9	$9'$	0,876 „	13
$4'$	0,5362 „	6	$7\frac{1}{2}'$	0,886 „	12
$2'$	0,5388 „	0	$6'$	0,896 „	9
$48^0\ 40'$	0,5737 „	1	$4\frac{1}{2}'$	0,906 „	8
$36\frac{1}{2}'$	0,5800 „	14	$3'$	0,917 „	10
$34'$	0,5848 „	7	$1'$	0,931 „	7
$31\frac{1}{2}'$	0,5892 „	55	$46_0\ 59\frac{1}{2}'$	0,943 „	20
$28\frac{1}{2}'$	0,5950 „	3	$58'$	0,954 „	20
$21\frac{1}{2}'$	0,6093 „	2	$56\frac{1}{2}'$	0,966 „	9
$19'$	0,616 „	6	$55'$	0,977 „	8
$10'$	0,638 „	8	$53\frac{1}{2}'$	0,990 „	7
$8'$	0,643 „	11	$52'$	1,002 „	9
$5\frac{1}{2}'$	0,649 „	8	$50\frac{1}{2}'$	1,015 „	8

φ	λ	I	φ	λ	I
46° 49′	1,029 μ	14	46° 5′	1,543 μ	5
47½′	1,042 „	16	3½′	1,563 „	6
46′	1,055 „	21	2′	1,583 „	3
44½′	1,068 „	17	½′	1,603 „	2
43′	1,082 „	102			
42¼′	1,090 „	57	45° 59′	1,625 „	4
41½′	1,096 „	25	57′	1,652 „	2
40′	1,110 „	13	55½′	1,672 „	2
38½′	1,127 „	35	54′	1,693 „	4
37′	1,144 „	207	52½′	1,713 „	3
35½′	1,158 „	389	51′	1,733 „	3
34′	1,175 „	34	49½′	1,755 „	2
32½′	1,193 „	14	48′	1,776 „	5
31′	1,209 „	126	46½′	1,795 „	0
29½′	1,225 „	190	45′	1,816 „	0
28′	1,243 „	43	43½′	1,836 „	2
26′	1,264 „	10	42′	1,857 „	5
24½′	1,283 „	11	40½′	1,876 „	3
23′	1,301 „	10	39′	1,898 „	2
21½′	1,317 „	8	37½′	1,918 „	4
20′	1,336 „	10	36′	1,938 „	0
18½′	1,359 „	10	34½′	1,958 „	0
17′	1,379 „	5	33′	1,978 „	0
15½′	1,400 „	5	31½′	2,000 „	0
14′	1,420 „	8	30′	2,021 „	0
12½′	1,440 „	19	28½′	2,042 „	0
11′	1,461 „	60	27′	2,062 „	0
9½′	1,482 „	56	25′	2,087 „	0
8′	1,503 „	49	23½′	2,108 „	0
6½′	1,523 „	12	22′	2,128 „	0

Tabelle VII.

Lithium.

$k = 1/134\,000°$ C.

φ	λ	I	φ	λ	I
52° 33½′	0,3838 μ	2	47° 58′	0,670 μ	1191
26′	0,3860 „	2	56′	0,676 „	57
22′	0,3875 „	2	54½′	0,680 „	29
16′	0,3900 „	0	53′	0,684 „	24
11½′	0,3913 „	8	51½′	0,689 „	18
4′	0,3947 „	0	50′	0,694 „	15
			48½′	0,699 „	11
51° 29½′	0,4116 „	1	47′	0,704 „	10
25½′	0,4140 „	58	45½′	0,709 „	10
22½′	0,4155 „	5	44′	0,715 „	11
11′	0,4220 „	0	42½′	0,720 „	8
8½′	0,4238 „	11	41′	0,725 „	7
4½′	0,4260 „	0	39½′	0,732 „	6
½′	0,4288 „	10	38′	0,737 „	5
			36½′	0,743 „	10
50° 57½′	0,4305 „	2	35′	0,749 „	6
18′	0,4590 „	8	33½′	0,754 „	6
14½′	0,4615 „	331	32′	0,760 „	11
10½′	0,4650 „	7	30½′	0,768 „	12
			29′	0,775 „	8
49° 37½′	0,4958 „	2	27½′	0,781 „	9
34½′	0,4990 „	34	26′	0,787 „	17
31½′	0,5023 „	2	24½′	0,794 „	18
			22½′	0,803 „	151
48° 59½′	0,5420 „	8	21¾′	0,807 „	292
34½′	0,5840 „	8	21′	0,811 „	238
31½′	0,5892 „	51	19½′	0,819 „	22
28½′	0,5950 „	8	18′	0,825 „	15
26½′	0,5993 „	5	16½′	0,833 „	12
25′	0,6025 „	20	15′	0,841 „	11
21½′	0,6102 „	570	13½′	0,849 „	15
18′	0,6180 „	17	12′	0,857 „	12
12½′	0,6308 „	7	10½′	0,865 „	10
5½′	0,6490 „	18	9′	0,876 „	9
½′	0,663 „	46			

φ	λ	I	φ	λ	I
47° 7½′	0,885 μ	8	46° 17′	1,378 μ	3
6′	0,895 „	5	15½′	1,397 „	2
4½′	0,904 „	7	14′	1,420 „	3
3′	0,916 „	9	12½′	1,440 „	3
1½′	0,926 „	11	11′	1,462 „	2
0′	0,937 „	11	9½′	1,482 „	4
			8′	1,502 „	3
46° 58½′	0,950 „	9	6½′	1,522 „	2
57′	0,962 „	9	5′	1,543 „	3
55½′	0,973 „	4	3½′	1,563 „	2
54′	0,987 „	8	2′	1,583 „	1
52′	1,002 „	5	½′	1,603 „	4
50½′	1,014 „	5			
49′	1,028 „	6	45° 59′	1,625 „	2
47½′	1,041 „	6	57½′	1,645 „	2
46′	1,054 „	5	56′	1,665 „	0
44½′	1,067 „	7	54½′	1,685 „	0
43′	1,082 „	14	53′	1,706 „	9
41½′	1,096 „	8	51′	1,732 „	10
40′	1,111 „	9	49½′	1,755 „	12
38½′	1,127 „	9	48′	1,776 „	16
37′	1,144 „	6	46½′	1,796 „	13
35½′	1,157 „	7	45′	1,816 „	14
34′	1,176 „	7	43½′	1,835 „	11
32½′	1,192 „	9	42′	1,857 „	10
31′	1,208 „	7	40½′	1,876 „	8
29½′	1,225 „	8	39′	1,898 „	12
28′	1,242 „	5	37½′	1,918 „	8
26½′	1,257 „	7	36′	1,937 „	3
25′	1,276 „	8	34½′	1,958 „	0
23½′	1,294 „	4	33′	1,978 „	0
21½′	1,317 „	4	31½′	2,000 „	0
20′	1,336 „	3	30′	2,020 „	0
18½′	1,357 „	2	28½′	2,042 „	0

Tabelle VIII.

Rubidium.

$k = 1 / 132\,000°$ C.

φ	λ	I	φ	λ	I
52° 30′	0,3832 μ	0	48° 11′	0,633 μ	12
24′	0,3868 „	0	6′	0,648 „	10
20½′	0,3880 „	0	1′	0,662 „	8
16½′	0,4190 „	0	47° 58½′	0,669 „	11
51° 14′	0,4200 „	6	55½′	0,677 „	8
12′	0,4215 „	4	49½′	0,696 „	5
9½′	0,4230 „	8	45′	0,711 „	8
6½′	0,4250 „	0	41′	0,726 „	21
50° 18′	0,4588 „	0	39½′	0,731 „	17
			38′	0,737 „	19
49° 19′	0,5163 „	3	35½′	0,747 „	15
15′	0,5215 „	5	33½′	0,755 „	31
12¾′	0,5242 „	2	31½′	0,763 „	128
10½′	0,5270 „	6	30½′	0,768 „	188
6′	0,5332 „	2	29′	0,775 „	414
3½′	0,5367 „	4	27½′	0,781 „	262
½′	0,5406 „	2	25¼′	0,791 „	443
48° 58½′	0,5435 „	4	24½′	0,794 „	279
56′	0,5473 „	2	23′	0,801 „	56
48½′	0,5592 „	9	21½′	0,808 „	38
45½′	0,5642 „	3	20′	0,815 „	32
43½′	0,5676 „	1	18½′	0,823 „	42
41½′	0,5710 „	7	17′	0,831 „	24
38½′	0,5762 „	2	15½′	0,839 „	25
35½′	0,5820 „	3	14′	0,846 „	50
31½′	0,5892 „	26	12½′	0,854 „	14
28¾′	0,5942 „	5	11′	0,863 „	11
25′	0,6020 „	4	9½′	0,872 „	45
23′	0,607 „	8	8′	8,882 „	59
21′	0,611 „	6	6½′	0,892 „	17
19′	0,616 „	12	5′	0,902 „	10
17′	0,620 „	11	3½′	0,912 „	11
15½′	0,624 „	10	2′	0,923 „	9
14′	0,627 „	23	½′	0,934 „	9

φ	λ	I	φ	λ	I
46° 59′	0,946″	10	46° 8½′	1,498″	64
57½′	0,957 „	7	7′	1,517 „	71
55½′	0,972 „	7	5½′	1,535 „	16
54′	0,986 „	21	4′	1,556 „	6
52½′	0,998 „	160	2½′	1,576 „	5
51′	1,011 „	32	1′	1,597 „	5
49½′	1,023 „	9			
48′	1,038 „	7	45° 59½′	1,618 „	5
46½′	1,050 „	8	57½′	1,645 „	4
45′	1,064 „	11	56′	1,666 „	4
43½′	1,077 „	10	54½′	1,685 „	2
42′	1,092 „	13	53′	1,705 „	3
40½′	1,105 „	11	51½′	1,725 „	3
39′	1,124 „	7	50′	1,747 „	3
37½′	1,138 „	13	48½′	1,770 „	0
36′	1,154 „	26	47′	1,790 „	0
34½′	1,170 „	10	45½′	1,812 „	0
33′	1,187 „	5	44′	1,831 „	3
31½′	1,203 „	6	42½′	1,850 „	1
30′	1,218 „	13	41′	1,870 „	0
28′	1,242 „	10	39½′	1,890 „	0
26½′	1,258 „	9	38′	1,913 „	0
25′	1,277 „	35	36½′	1,932 „	0
23½′	1,293 „	100	35′	1,952 „	0
22′	1,312 „	197	33½′	1,972 „	0
20½′	1,330 „	151	32′	1,993 „	0
19′	1,352 „	83	30½′	2,014 „	0
17½′	1,372 „	16	29′	2,036 „	0
16′	1,393 „	15	27′	2,062 „	0
14½′	1,413 „	40	25½′	2,082 „	0
13′	1,434 „	82	24′	2,102 „	0
11½′	1,454 „	94	22½′	2,120 „	0
10′	1,476 „	102			

Tabelle IX.

Caesium.

$k = 1/132\,000^{0}$ C.

φ	λ	I	φ	λ	I
$52^{0}\ 41\frac{1}{2}'$	0,3812 μ	0	$5'$	0,650 μ	9
$32'$	0,3842 „	0	$2\frac{1}{2}'$	0,658 „	15
$25'$	0,3868 „	0	$\frac{1}{2}'$	0,663 „	19
$22\frac{1}{2}'$	0,3875 „	0			
$51^{0}\ 17'$	0,4186 „	0	$47^{0}\ 58'$	0,670 „	46
$14\frac{1}{2}'$	0,4200 „	4	$56'$	0,676 „	11
$12\frac{1}{2}'$	0,4212 „	2	$54'$	0,681 „	17
$10\frac{1}{2}'$	0,4225 „	7	$52\frac{1}{2}'$	0,687 „	26
$7\frac{1}{2}'$	0,4243 „	0	$50'$	0,694 „	63
			$47\frac{1}{2}'$	0,702 „	20
$50^{0}\ 23\frac{1}{2}'$	0,4545 „	0	$45'$	0,711 „	11
$21'$	0,4565 „	15	$42'$	0,721 „	47
$18\frac{1}{2}'$	0,4584 „	2	$39'$	0,733 „	13
$16\frac{1}{2}'$	0,4600 „	6	$34\frac{1}{2}'$	0,751 „	12
$13\frac{1}{2}'$	0,4625 „	0	$32\frac{1}{2}'$	0,759 „	43
			$31'$	0,766 „	65
$49^{0}\ 41'$	0,4920 „	4	$29'$	0,775 „	175
$38\frac{1}{2}'$	0,4950 „	4	$27\frac{1}{2}'$	0,781 „	95
$0'$	0,5412 „	4	$26'$	0,788 „	104
$48^{0}\ 52\frac{1}{2}'$	0,5528 „	7	$24\frac{1}{2}'$	0,794 „	105
$50'$	0,5570 „	4	$23'$	0,801 „	77
$46'$	0,5635 „	7	$21\frac{1}{2}'$	0,808 „	45
$43'$	0,5686 „	2	$20'$	0,815 „	29
$38'$	0,5772 „	4	$18\frac{1}{2}'$	0,823 „	26
$35'$	0,5828 „	28	$17'$	0,831 „	54
$33\frac{1}{2}'$	0,5856 „	23	$15\frac{1}{2}'$	0,838 „	297
$31\frac{1}{2}'$	0,5892 „	54	$14'$	0,847 „	226
$28\frac{1}{2}'$	0,5950 „	9	$12\frac{1}{2}'$	0,854 „	59
$25\frac{3}{4}'$	0,6010 „	14	$11'$	0,863 „	151
$23'$	0,607 „	9	$9\frac{1}{2}'$	0,872 „	140
$20'$	0,614 „	8	$8'$	0,882 „	345
$17\frac{1}{2}'$	0,619 „	23	$6\frac{1}{2}'$	0,892 „	113
$15\frac{1}{2}'$	0,624 „	8	$5'$	0,902 „	154
$13\frac{1}{2}'$	0,629 „	12	$3\frac{1}{2}'$	0,913 „	83
$10\frac{1}{2}'$	0,636 „	7	$2'$	0,923 „	16
$7\frac{1}{2}'$	0,644 „	10	$\frac{1}{2}'$	0,934 „	9

φ	λ	I	φ	λ	I
46° 59′	0,945 μ	10	8½′	1,495 μ	19
57½′	0,956 „	9	7′	1,516 „	20
55½′	0,973 „	7	5½′	1,535 „	5
54′	0,986 „	129	4′	1,555 „	6
52½′	0,998 „	181	2½′	1,575 „	7
51′	1,011 „	17	1′	1,596 „	4
49½′	1,023 „	5			
48′	1,038 „	6	45° 59½′	1,617 „	3
46½′	1,050 „	4	58′	1,638 „	4
45′	1,064 „	6	56½′	1,658 „	3
43½′	1,077 „	6	55′	1,679 „	3
42′	1,092 „	4	53½′	1,700 „	2
40½′	1,105 „	6	51½′	1,725 „	2
39′	1,124 „	8	50′	1,748 „	2
37½′	1,138 „	8	48½′	1,768 „	1
36′	1,154 „	8	47′	1,789 „	2
34½′	1,170 „	4	45½′	1,807 „	1
33′	1,187 „	4	44′	1,830 „	0
31½′	1,202 „	7	42½′	1,850 „	0
30′	1,219 „	6	41′	1,871 „	0
28½′	1,236 „	4	39½′	1,890 „	0
27′	1,253 „	12	38′	1,912 „	0
25½′	1,269 „	13	36½′	1,930 „	0
23½′	1,293 „	27	35′	1,952 „	0
22′	1,312 „	64	33½′	1,972 „	0
20½′	1,327 „	80	32′	1,992 „	0
19′	1,352 „	31	30½′	2,012 „	0
17½′	1,372 „	7	29′	2,036 „	0
16′	1,392 „	11	27½′	2,055 „	0
14½′	1,412 „	35	26′	2,075 „	0
13′	1,433 „	38	24½′	2,095 „	0
11½′	1,453 „	51	22½′	2,120 „	0
10′	1,475 „	25	21′	2,142 „	0

Die den Inhalt der vorstehenden Tabellen wiedergebenden graphischen Darstellungen finden sich in den Fig. 5—9, Taf. II u. III. Als Abscissen sind wiederum Wellenlängen, als Ordinaten Galvanometerausschläge aufgetragen. Auch diese Curven können nicht den Anspruch erheben, die Energievertheilung im Normalspectrum darzustellen, da sich auch hier die Linien theilweise überdecken, ein Umstand, dessen Vorhandensein schon aus der Thatsache hervorgeht, dass in den Zeichnungen die gelbe Natriumlinie nicht doppelt erscheint.

VI. Discussion der Versuchsergebnisse.

Eine flüchtige Betrachtung der Curven der Taf. I bis III lässt uns erkennen, dass die Energiespectra der Alkalien mit denjenigen des Kohlenbogens geringe Aehnlichkeit besitzen. Während dieses, wie wir gezeigt haben, den Eindruck eines Bandenspectrums hervorbringt, sind jene sofort als Linienspectra kenntlich.

In ihrer Untersuchung geben die Herren Kayser und Runge an[1]), dass die Messung der Spectrallinien der im Bogenlicht verdampften Metalle oft erschwert wird durch eine Uebereinanderlagerung der Metalllinien auf dem Bandenspectrum der Kohle.

Im Gegensatz hierzu habe ich die Erfahrung gemacht, dass bei dem von mir zur Anwendung gebrachten Verfahren durch das Einbringen des Metallsalzes in die Kohlen *das Kohlenspectrum vollkommen zerstört wird und an dessen Stelle das reine Metallspectrum tritt.* Allerdings muss man etwa fünf Minuten vor Beginn der Versuchsreihe die Lampe in Thätigkeit setzen, da bei dem Anbrennen frischer Kohlen die Banden des Kohlenbogenspectrums zwischen den Spectrallinien des betreffenden Metalls zu sehen sind. Hat man jedoch die genannte kurze Zeit verstreichen lassen, so zeigt das Bolometer an der Stelle der wärmsten Banden im Spectrum des Kohlenbogens (bei $\lambda = 0{,}385\,\mu - \lambda = 0{,}388\,\mu$), wo es bei Benutzung reiner Kohlen grosse Ausschläge angibt, nur einen solchen von 2 oder 3 mm. Ich will nicht unerwähnt lassen, dass es zur Erreichung dieses Resultats erforderlich ist, die *beiden*

1) Kayser und Runge, Abh. d. K. Acad. d. Wiss. zu Berlin, 2. Abs. p. 3. 1889. Wied. Ann. **38**. p. 80. 1889.

Kohlen mit einem aus Metallsalz bestehenden Docht zu versehen, da, wenn man z. B. eine massive Kohle als Kathode benutzt, stets in der Nähe der negativen Kohlenspitze ein Rest des characteristischen violetten Bogenlichtes zurückbleibt.

Die Energie der metallischen Linien lässt sich durch Verbrennung grösserer Salzmengen, welche man nach dem gleichen Verfahren in den Flammenbogen einführt, indem man weitere Bohrungen anwendet, noch beträchtlich steigern. So beobachtete ich, dass bei Anwendung einer 5 mm starken Bohrung die Intensität der Linien nahezu den zehnfachen Betrag erreichte. Doch ist die Benutzung so grosser Salzmengen mit Nachtheilen anderer Art verbunden, welche mich dazu veranlassten auf die ursprüngliche Weite der Bohrlöcher von 3 resp. $1^1/_2$ zurückzugreifen.

Auf sämmtlichen Zeichnungen ist zu bemerken, dass die Linien nach dem ultrarothen Ende hier immer breiter werden.

Diese Erscheinung entspricht nicht einer physikalischen Thatsache, sondern wird theils durch die von uns gewählte Form der Darstellung hervorgebracht, theils durch die chromatische Aberation der Spectrometerlinsen veranlasst. Lässt man das Bolometer nämlich durch das ganze Spectrum hindurchwandern, so vereinigt es auf seiner Fläche im Ultrarothen eine weit grössere Zahl von Strahlen verschiedener Wellenlänge als im sichtbaren Spectralgebiet. Wollte man das Bild des Bolometerfadens in den Fig. 4—9, Taf. I—III an verschiedenen Stellen eintragen, so müsste man dieses bei $\lambda = 2\,\mu$ nahezu 40mal so breit zeichnen als bei $\lambda = 0{,}4\,\mu$. Das Gleiche gilt von dem Spaltbild selbst. Es werden daher Spectrallinien, welche in der Energiecurve des Dispersionsspectrums gleich breit erscheinen, bei $\lambda = 2\,\mu$ eine weit grössere scheinbare Breite besitzen, als bei $\lambda = 0{,}4\,\mu$, wenn man statt der Winkelstellungen des Bolometerarmes die Wellenlängen als Abscissen wählt.

Wie bereits erwähnt, tritt noch hinzu, dass die Achromasie der Spectrallinsen im Ultrarothen eine bedeutend unvollkommenere ist als im sichtbaren Gebiet, und infolge dessen die Linien um so weniger scharf sind, je weiter sie nach Seite der grösseren Wellen liegen. Von Abney[1]) ist auch die

1) Abney, Phil. Trans. Pt. II. p. 658. 1880.

Thatsache festgestellt, dass für die jenseits des Roth liegenden Strahlungen die Brennweite eines Linsensystems eine andere ist, als für Strahlen von grösserer Brechbarkeit.

Den Grund für die mangelhafte Achromasie der angewandten Linsensysteme liegt in dem verschiedenartigen Verlauf, welchen die Dispersionscurven von Flint- und Crownglas im Ultrarothen aufweisen. Hr. Rubens hat in seiner Untersuchung über Dispersion ultrarother Strahlen gezeigt[1]), dass die Dispersionscurven von Flintgläsern im Ultrarothen nahezu geradlinig verlaufen, aber doch noch stets in demselben Sinne gekrümmt bleiben, während in den Dispersionscurven der Crowngläser bei ungefähr $\lambda = 1{,}4\,\mu$ Inflexionspunkte eintreten, mithin der Sinn der Krümmung wechselt.

Wie sehr sich dieser Umstand bei der Aufnahme der Energiespectra geltend machte, will ich durch ein Beispiel belegen. Wurde das Beobachtungsfernrohr auf eine grüne Kaliumlinie scharf gestellt, so zeigte das Bolometer zwischen den Grenzen $\lambda = 1{,}440\,\mu$ und $\lambda = 1{,}540\,\mu$ ein wenig ausgeprägtes breites Band, welches aber, als die Justirung mit Hülfe der Linie Kalium α vorgenommen wurde, in eine deutlich erkennbare, allerdings nicht völlig scharfe Linie bei $\lambda = 1{,}470$ überging.

Bei den definitiven Messungen habe ich stets die Einstellung des Beobachtungsfernrohrs in der Weise ausgeführt, dass die Linie Kalium α, welche von allen sichtbaren Linien am weitesten nach dem ultrarothen Ende des Spectrums hin gelegen ist, vollkommen scharf erschien. Ich glaube auf diese Weise wenigstens einen Theil der durch die mangelhafte Achromasie der Linsen bewirkten Fehler beseitigt zu haben[2]).

Bevor ich dazu übergehe, eine kurze Characteristik der einzelnen Metallspectra zu geben, will ich noch mit einigen Worten auf den Einfluss zu sprechen kommen, welche die innerhalb des Apparates stattfindenden Absorptionen auf die relative Intensität der Linien ausüben. In den wenigen brech-

1) Rubens, Wied. Ann. 45. p. 255. 1892.

2) Es braucht kaum erwähnt zu werden, dass sich diese Fehler nicht auf die Lage resp. Wellenlänge, sondern lediglich auf die relative Stärke der Linien beziehen.

baren Gebieten des sichtbaren Spectrums und in dem von mir untersuchten Theil des Ultrarothen ist die Wirkung der Absorption nur gering, wie aus der bereits mehrfach citirten Arbeit des Hrn. Rubens hervorgeht. Hiernach tritt bei den untersuchten Crowngläsern erst bei einer Wellenlänge $\lambda = 2{,}3\,\mu$ starke Absorption ein, während die Flintgläser eine noch weiter gehende Durchlässigkeit für infrarothe Strahlen aufweisen. Wahrscheinlich sind die durch die Spectometerlinsen und das Prisma hervorgerufenen Absorptionen im violetten Ende des Spectrums bedeutend stärker, doch bin ich nicht in der Lage, hierüber genaue Angaben machen zu können. In einer kürzlich erschienenen Arbeit haben Hr. Professor Nichols und ich gezeigt[1]), dass schon eine einzige Crownglaslinse beträchtliche Absorption in diesem Theil des Spectrums hervorbringen kann. Es ist daher zu vermuthen, dass die violetten Banden im Spectrum des Kohlenbogens noch weit intensiver sind, als sie nach den Angaben der Fig. 3 und 4, Taf. I erscheinen.

VII. Ueber die metallischen Linien.

Der sichtbare Theil des Natriumspectrums enthält eine Reihe von Linien, die noch optisch beobachtet werden können, deren Energie aber nicht ausreicht, um merklich auf das Bolometer zu reagiren. Im Gegensatz hierzu treten die beiden violetten Linien bei $\lambda = 0{,}3932\,\mu$ und $\lambda = 0{,}3967\,\mu$, welche der Wellenlänge nach ungefähr den Fraunhofer'schen Linien H_1 und H_2 des Sonnenspectrums entsprechen, deutlich in der Zeichnung hervor. Die grüne Linie bei $\lambda = 0{,}5685\mu$, die gelbe bei $\lambda = 0{,}5892\,\mu$ (D) und die rothe bei $\lambda = 0{,}616\,\mu$ sind die stärksten des sichtbaren Gebiets. Im Ultrarothen finden sich neben einer Reihe von schwächeren bei $\lambda = 0{,}770\,\mu$, $\lambda = 0{,}855\,\mu$, $\lambda = 0{,}930\,\mu$, $\lambda = 0{,}995\,\mu$, $\lambda = 1{,}075\,\mu$, $\lambda = 1{,}245\,\mu$, zwei Linien von ungewöhnlicher Energie, nämlich bei $\lambda = 0{,}818\,\mu$ und $\lambda = 1{,}132\,\mu$. Die erstere ist an Intensität ungefähr der D-Linie gleich und übertrifft dieselbe sogar in einigen Beobachtungsreihen. Ferner zeigt das Bolometer in dem Spectralgebiet zwischen $\lambda = 1{,}70\,\mu$ und $\lambda = 1{,}90\,\mu$ eine schwache Energiemenge, welche sich wohl bei geeigneter Einstellung des

1) Nichols and Snow, Phil. Mag. (5) **33.** p. 380. 1892.

Linsensystems als eine Linie oder eine Gruppe von Linien offenbaren würde; doch ist es mir nicht möglich gewesen, diese Energiemenge, welche auch im Lithiumspectrum auftritt, in dieser Weise zu analysiren.

Weit einfacher als das infrarothe Spectrum des Natriums ist dasjenige des Lithiums, welches neben der erwähnten Energiemenge bei $\lambda = 1{,}70\,\mu - \lambda = 1{,}90\,\mu$, nur eine einzige allerdings sehr scharf ausgeprägte Linie bei $\lambda = 0{,}811\,\mu$ besitzt. Ferner findet sich neben den 8 bolometrisch messbaren Linien des sichtbaren Gebiets auch die gelbe Linie des Natriums, welches in sämmtlichen Salzen in sehr geringer Menge als Verunreinigung vorkommt und dessen Vorhandensein sich stets durch Auftreten der D-Linie documentirt.

In dem Spectrum des Kaliums vereinigt sich der grösste Theil der Energie in der Linie Kalium α. Auf das Auge übt sie nur eine äusserst schwache Wirkung aus, während sie in Beziehung auf Strahlungsintensität bei weitem die stärkste Linie ist, welche ich im Spectrum der untersuchten fünf Alkalien gefunden habe; ein Beweis für die sehr geringe Empfindlichkeit des menschlichen Auges für Strahlen von dieser Wellenlänge.

Das sichtbare Gebiet unterscheidet sich von dem Spectrum des Natriums und Lithiums wesentlich durch den ziemlich stark leuchtenden Hintergrund, auf welchem die Linien superponirt sind. Ultrarothe Linien finden sich bei $\lambda = 0{,}840\,\mu$, $\lambda = 0{,}885\,\mu$, $\lambda = 0{,}950\,\mu$, $\lambda = 1{,}086\,\mu$, $\lambda = 1{,}155\,\mu$, $\lambda = 1{,}220\,\mu$, ferner die oben erwähnte unscharfe Linie bei $\lambda = 1{,}470\,\mu$. Die noch ausserdem in Taf. VI hervortretenden Linien bei $\lambda = 0{,}589\,\mu$ und $\lambda = 0{,}815\,\mu$ gehören dem Natrium an.

Reicher an ultrarothen Linien, als die bisher betrachteten Spectra sind diejenigen von Rubidium und Caesium. Im sichtbaren Gebiet ist der Hintergrund, auf welchem die Linien erscheinen, noch weit leuchtender als bei Kalium, ein Umstand, der ohne Zweifel mit der weissen Farbe, welche der Lichtbogen annimmt, wenn man diese Metalle darin verbrennt, in Zusammenhang steht.

Die beiden blauen Linien bei $\lambda = 0{,}4565\,\mu$ und $\lambda = 0{,}4600\,\mu$, welchen das Caesium seinen Namen verdankt, sind in Fig. 9, Taf. III wohl zu erkennen, obgleich von geringer Intensität;

dagegen sind die rothen Linien bei $\lambda = 0{,}775\,\mu$ und $\lambda = 0{,}791\,\mu$, nach welchen das Rubidium genannt ist in Beziehung auf Energie die stärksten im Spectrum dieses Metalls.

Da in dem Spectrum des Caesiums sich die Andeutungen einiger Linien finden, welche offenbar dem Rubidium angehören, so die Gruppe bei $\lambda = 0{,}4200\,\mu$ und $\lambda = 0{,}4230\,\mu$, halte ich es für zweifellos, dass dem benutzten Caesiumchlorid eine kleine Menge des entsprechenden Rubidiumsalzes beigemischt war. Es mögen daher auch die ultrarothen Linien des Caesiums etwas durch jenes Metall beeinflusst sein.

Die Herren Kayser und Runge haben bei ihren Spectraluntersuchungen[1]) eine angenäherte Schätzung der Intensität einzelner Linien vorgenommen und zu diesem Zweck eine aus 6 Nummern bestehende Helligkeitsscala eingeführt. Da ich in dem vorliegenden Fall aus den mitgetheilten Gründen annehmen darf, dass, vielleicht mit Ausnahme des violetten Spectralgebiets, die selective Absorption des Apparats keine grosse Rolle spielt, erscheint es mir gerechtfertigt, die Intensität der einzelnen Linien den beobachteten Ausschlägen direct proportional zu setzen. Es muss hierbei allerdings hinzugefügt werden, dass die Energie der äussersten ultrarothen Linien wegen mangelnder Schärfe stets etwas zu klein angezeigt wird, wie bereits oben hervorgehoben wurde.

Indessen halte ich es nicht für angebracht, an den beobachteten Zahlen irgend welche Correction vorzunehmen, da dieser Einwand nur gegen die Intensitätsmessung einer sehr geringen Zahl von Linien erhoben werden kann und auch dort die Fehler wahrscheinlich nicht gross sind. Ich habe daher in der folgenden Tabelle neben die Wellenlänge der einzelnen Linien ihre Intensität gesetzt, wie sie sich direct aus den Ordinaten der Curven, Fig. 5—9, Taf. II und III, ergibt.

Das Maass der Energie ist freilich ein willkürliches, doch sind sämmtliche Linien aller untersuchten Metalle mit dem gleichen Maass gemessen, da die Stromstärke in der Lampe und die Empfindlichkeit des messenden Apparats nur sehr geringen Schwankungen unterworfen waren.

---

1) Kayser und Runge, Wied. Ann. **41.** p. 306. 1890.

Tabellen der Wellenlängen und Intensitäten.

Tabelle X.

Lithium.

λ	I	λ	I
0,3913 μ	10	0,4990 μ	34
0,4140 „	58	0,6102 „	570
0,4238 „	11	0,670 „	1191
0,4288 „	10	0,811 „	296
0,4615 „	331	1,800(?) „	(?)

Tabelle XI.

Kalium.

λ	I	λ	I	λ	I
0,4045 μ	30	0,643 μ	11	1,086 μ	108
0,4233 „	16	0,691 „	74	1,155 „	395
0,5113 „	5	0,768 „	1443	1,220 „	205
0,5340 „	9	0,840 „	18	1,470 „	70
0,5362 „	6	0,885 „	13	1,500(?) „	50
0,5800 „	14	0,950 „	23		

Tabelle XII.

Natrium.

λ	I	λ	I	λ	I
0,3932 μ	31	0,5892 μ	877	0,770 μ	22
0,3967 „	31	0,616 „	91	0,818 „	660
0,4236 „	42	0,644 „	22	0,855 „	18
0,4677 „	11	0,671 „	26	0,930 „	8
0,4996 „	62	0,699 „	7	0,995 „	10
0,5164 „	12	0,710 „	14	1,075 „	13
0,5271 „	16	0,714 „	13	1,132 „	419
0,5600 „	19	0,720 „	12	1,245 „	30
0,5685 „	186	0,736 „	10	1,800(?) „	(?)

Tabelle XIII.

Rubidium.

λ	I	λ	I	λ	I
0,4200 μ	6	0,627 μ	23	0,945 μ	10
0,4230 „	8	0,669 „	11	0,997 „	151
0,5215 „	5	0,726 „	21	1,063 „	11
0,5270 „	6	0,737 „	19	1,090 „	13
0,5367 „	4	0,775 „	414	1,153 „	26
0,5435 „	4	0,791 „	443	1,224 „	13
0,5592 „	9	0,821 „	42	1,318 „	198
0,5710 „	7	0,845 „	50	1,475 „	102
0,607 „	8	0,878 „	60	1,520 „	71
0,616 „	12	0,913 „	11		

Tabelle XIV.

Caesium.

λ	I	λ	I	λ	I
0,4200(?) μ	4	0,646 μ	10	0,900 μ	155
0,4230(?) „	7	0,674 „	46	0,995 „	182
0,4565 „	15	0,694 „	63	1,150 „	9
0,4600 „	6	0,721 „	47	1,205 „	7
0,5528 „	7	0,775 „	175	1,323 „	81
0,5635 „	7	0,790 „	107	1,420(?) „	38
0,5828 „	28	0,833 „	297	1,450 „	52
0,6010 „	14	0,865 „	151	1,520 „	20
0,619 „	23	0,882 „	345	1,575 „	8
0,629 „	12				

Die zu Anfang erwähnten Untersuchungen des Hrn. Becquerel liefern für die Wellenlängen der ultrarothen Natrium- und Kalium-Linien die folgenden Wellenlängen, welche in der nachstehenden Tabelle neben die von mir beobachteten entsprechenden Werthe gesetzt sind.

Tabelle XV.

	Becquerel		Snow
	Mit Hülfe des Prismas	Mit Hülfe des Gitters	Mit Hülfe des Prismas
Na	λ = 0,819 μ	λ = 0,819 μ	λ = 0,818 μ
	λ = 1,098 „	λ = 1,142 „	λ = 1,132 „
K	λ = 0,770 „	λ = 0,770 „	λ = 0,768 „
	λ = 1,003 „		
	λ = 1,073 „	λ = 1,098 „	λ = 1,086 „
	λ = 1,125 „	λ = 1,162 „	λ = 1,155 „
	λ = 1,182 „	λ = 1,233 „	λ = 1,220 „

Man erkennt, dass Hrn. Becquerel's Beobachtungen mit Hülfe des calibrirten Prismas meist beträchtlich kleinere Werthe ergeben, als sie von uns beobachtet wurden, während seine mittels Diffractionsgitter erhaltenen Resultate besonders für die grösseren Wellenlängen weit besser mit den unserigen übereinstimmen. Hr. Becquerel hebt selbst hervor, dass die Gitterbeobachtungen viel genauer seien, sodass die bessere Uebereinstimmung unserer Werthe mit letzteren als eine Bestätigung unserer Messungen anzusehen ist.

VIII. Schluss.

Die vorstehende Untersuchung wurde ursprünglich zu dem Zwecke unternommen, um die von den Hrn. Kayser und Runge über die Wellenlängen der sichtbaren und ultravioletten Spectrallinien aufgestellten empirischen Formeln im Ultrarothen einer experimentellen Prüfung zu unterziehen.

Hr. Prof. Runge war so liebenswürdig, mir auf meine Anfrage hin eine Tabelle der von ihm in Gemeinschaft mit Hrn. Prof. Kayser berechneten Wellenlängen stärkerer ultrarother Linien zu übersenden. Der Extrapolation wegen können diese in der folgenden Tabelle angegebenen Wellenlängen, die Richtigkeit der Formel vorausgesetzt, um 10 bis 20 $\mu\mu$ ungenau sein.

Tabelle XVI.

	λ			
Li	0,819 μ			
Na	1,150	1,148 μ		
K	1,266	1,257	1,253	1,244 μ
Rb	1,718	1,653 μ		
Cs	0,922	0,877	0,867	0,828 μ.

In einzelnen Fällen, z. B. bei Lithium und Natrium, ist die Uebereinstimmung mit unseren Werthen so gut, wie man dies irgend hätte erwarten dürfen; bei den übrigen Metallen sind jedoch die Abweichungen erheblich grösser, sodass ich die von mir erhaltenen Resultate nicht ohne weiteres als Bestätigung der von den Hrn. Kayser und Runge aufgestellten Formeln betrachten darf.

Zum Schlusse möchte ich hier meinem verehrten Lehrer, Hrn. Prof. Kundt nicht nur für die reichliche Unterstützung, welche er mir immer lieferte, sondern auch für sein Interesse an meiner Untersuchung und die Anregung und Aufmunterung, welche er mir stets zutheil werden liess, meinen verbindlichsten Dank ausprechen.

Berlin, Physikalisches Institut, Juni 1892.

THESEN.

1. Die Eigenschaften der Materie widersprechen nicht der Thomson'schen Annahme von Wirbelatomen.

2. Die Theorie der Dissociation in verdünnten Lösungen gibt eine bessere Erklärung der electrolytischen Vorgänge als die früheren Theorien.

3. Die Ausdehnung der bisherigen Dispersionsformeln auf das ultrarothe Gebiet des Spectrums führt zu Werthen, welche den Thatsachen widersprechen.

VITA.

Natus sum Benjamin Warner Snow in urbe, quae vocatur Henry, sita in republica Illinois, a. d. XVIII mensis Septembris, anni MDCCCLX, patre Normano, matre Carlotta, e gente Warner, quos adhuc vivos deus benigne mihi servavit. Fidei addictus sum evangelicae.

Primis litterarum elementis in communi schola imbutus, puer septendecim annorum in academiam Cookianam, quae est Havanae, in republica Novo Eborico, receptus sum. Quam cum per quattuor annos frequentassem testimonium maturitatis adeptus sum. Deinde in universitate Cornellensi, quae Ithacae, in republica Novo Eborico, floret, per quinque annos studiis me dedi. Tum civibus universitatis Gottingensis adscriptus sum, postea Argentoratensis, denique Berolinensis per semestria sex studiis rerum naturalium incubui.

Praeceptores mihi fuerunt: Voigt, Riecke, Klein, Kohlrausch, Reye, Schering, Cohn, Fittig, Kundt, de Helmholtz, de Hofmann, Zeller, Planck, König, Arons.

Quibus viris omnibus debitas ago gratias habeo semperque habebo quam maximas, imprimis autem Augusto Kundt, qui benevolentissime ac liberalissime studia mea adjuvit.

Fig. 1.

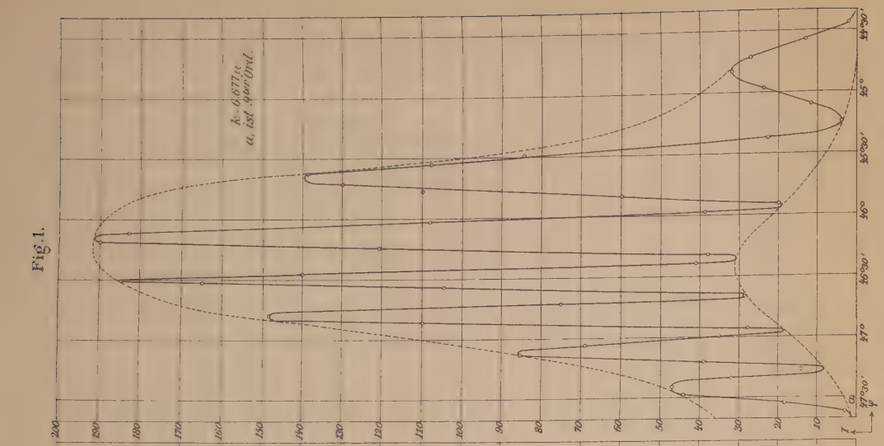


Fig. 2.

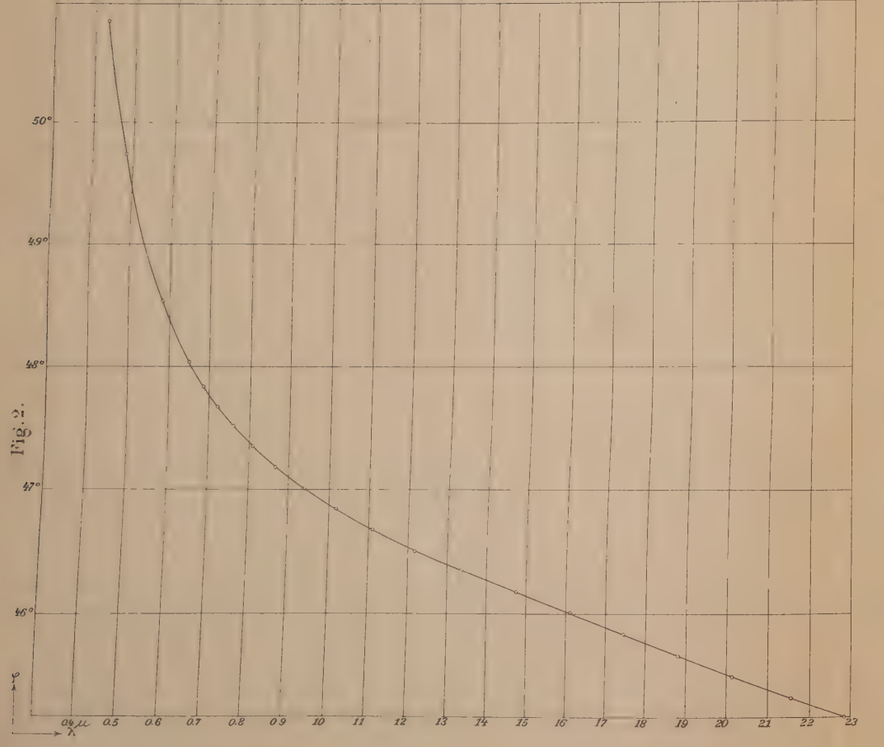


Fig. 3.

Kohlen-bogen

Prismatisches Spectrum.

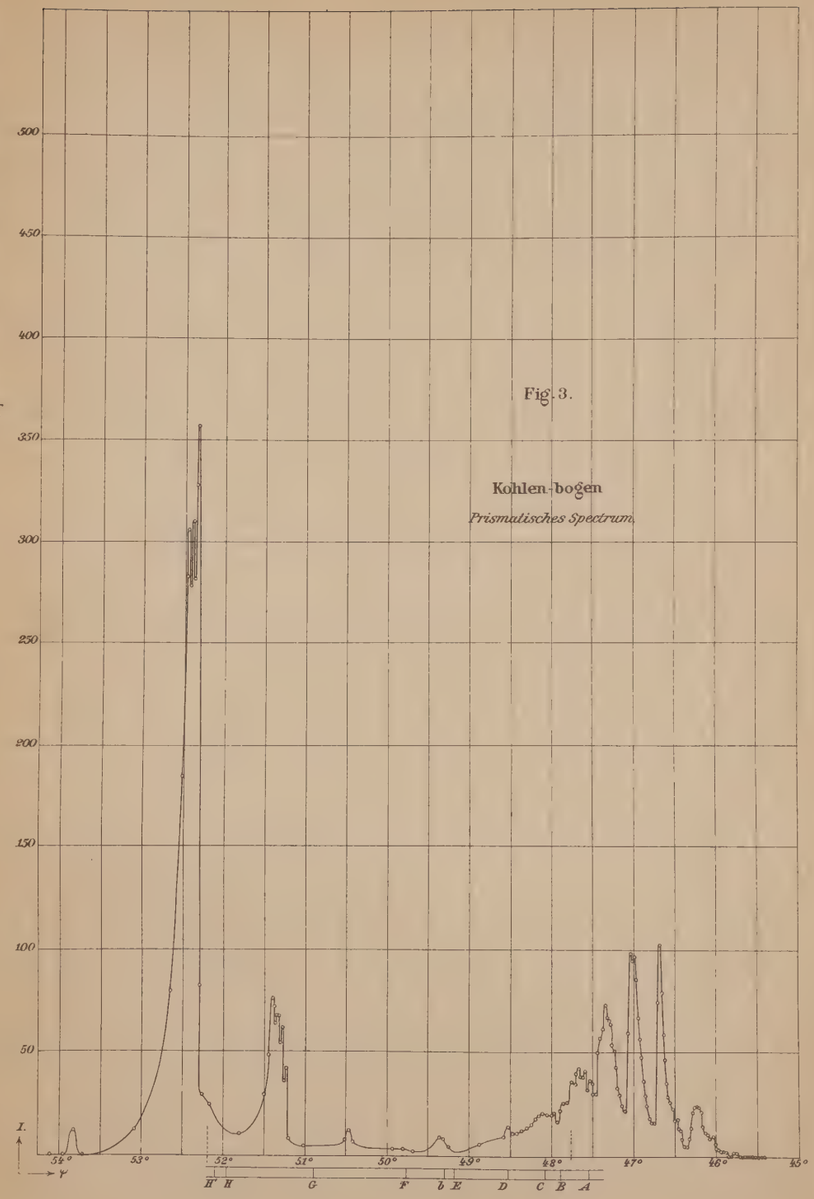


Fig. 4.

Kohlen-bogen

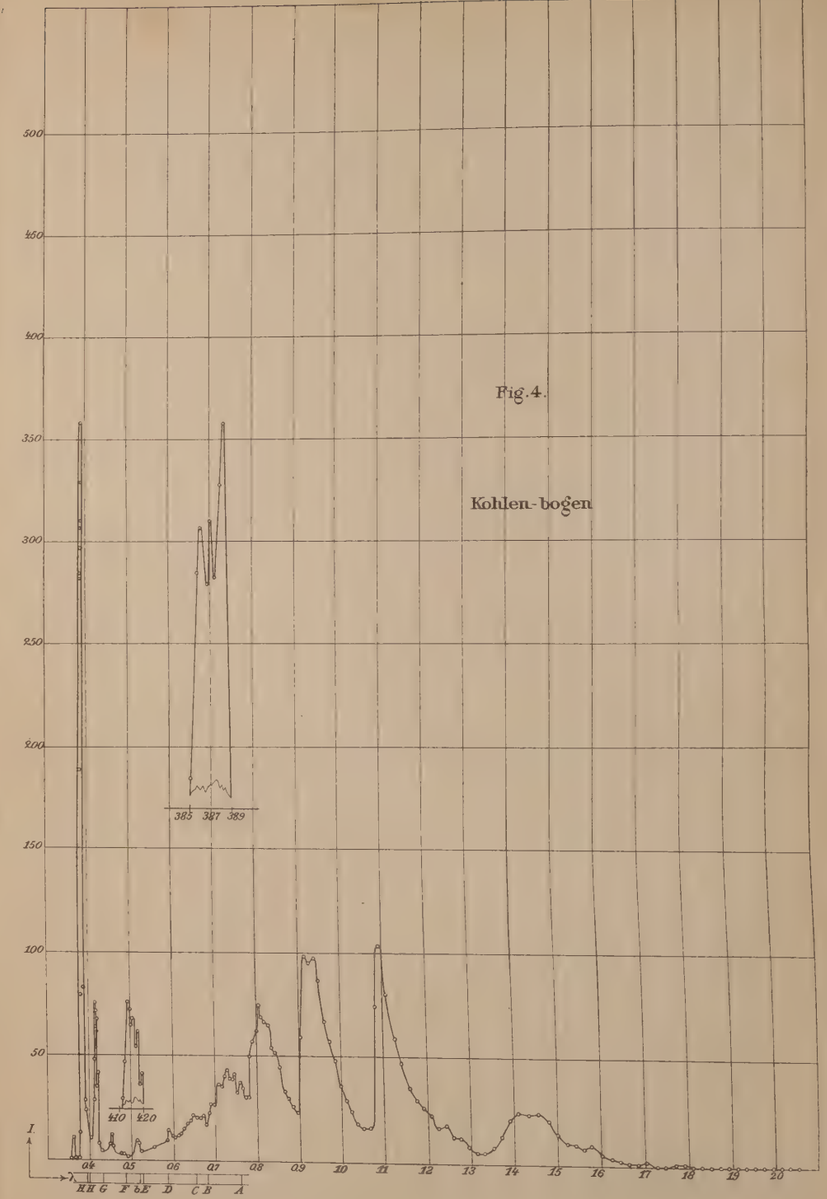


Fig. 1.

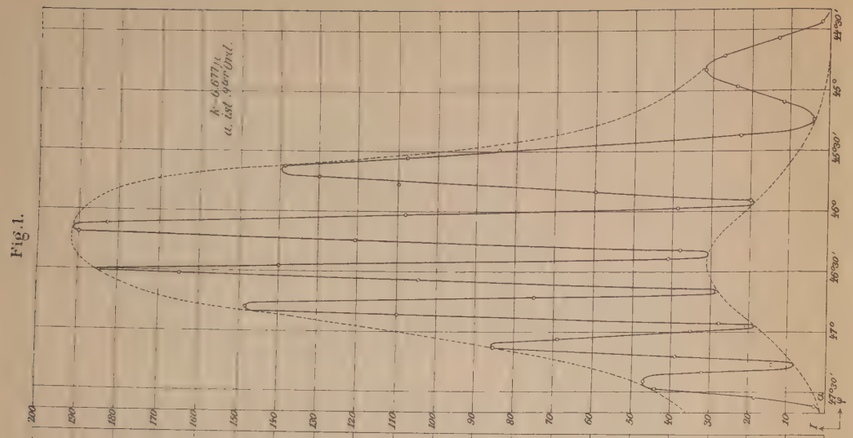


Fig. 2.

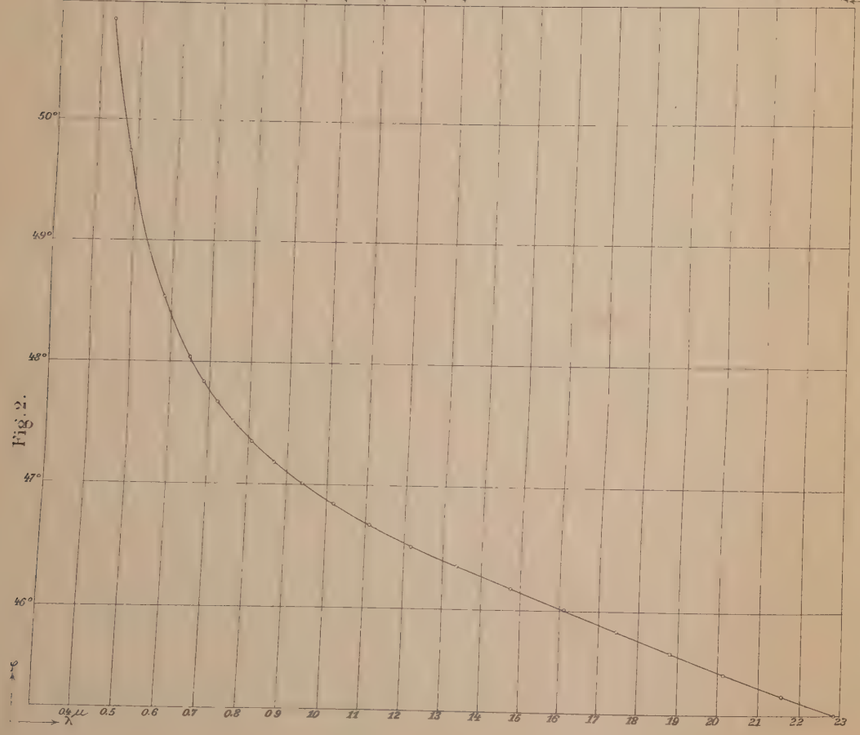


Fig. 3.

Kohlen-bogen

Prismatisches Spectrum.

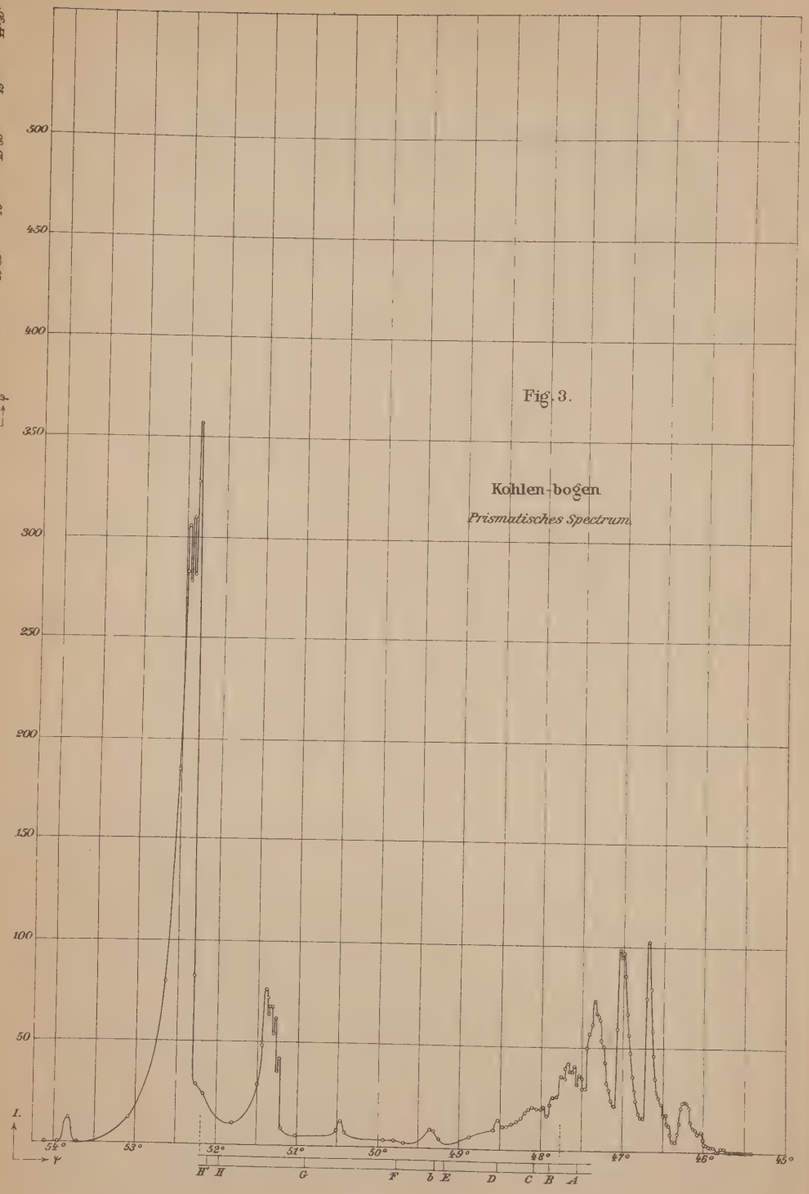
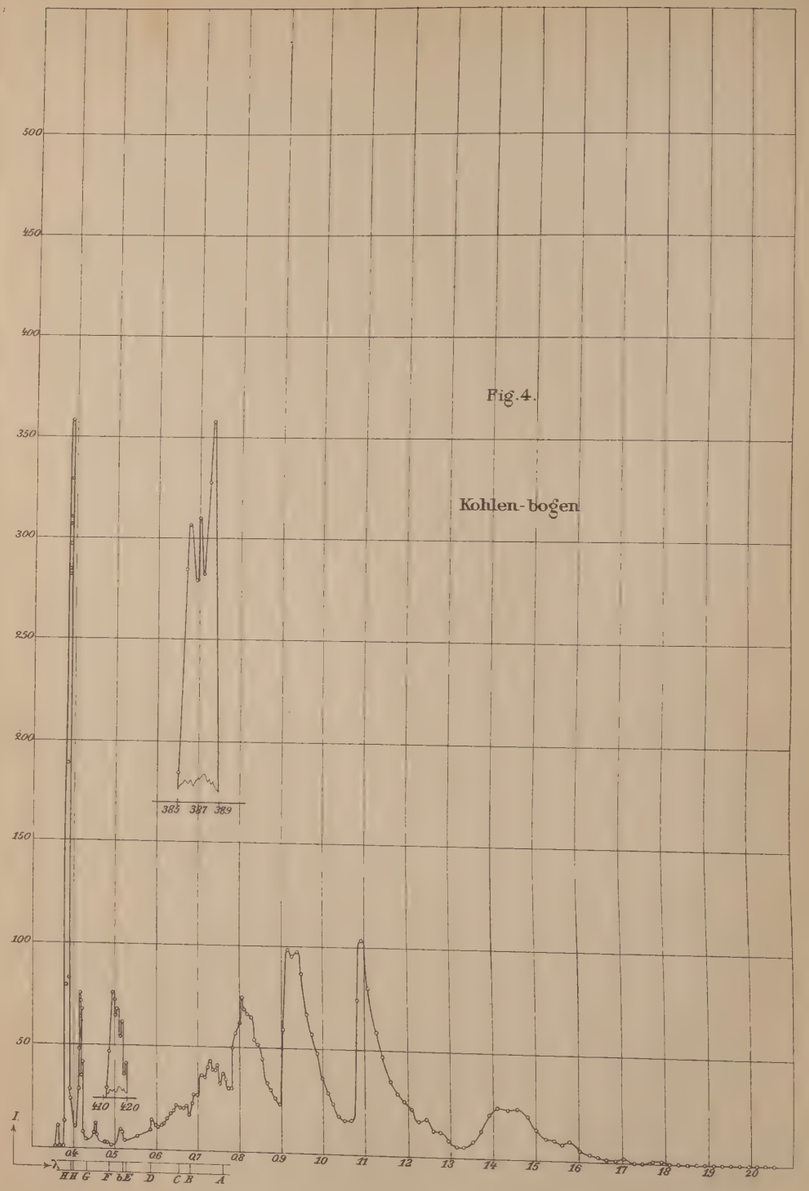


Fig. 4.

Kohlen-bogen



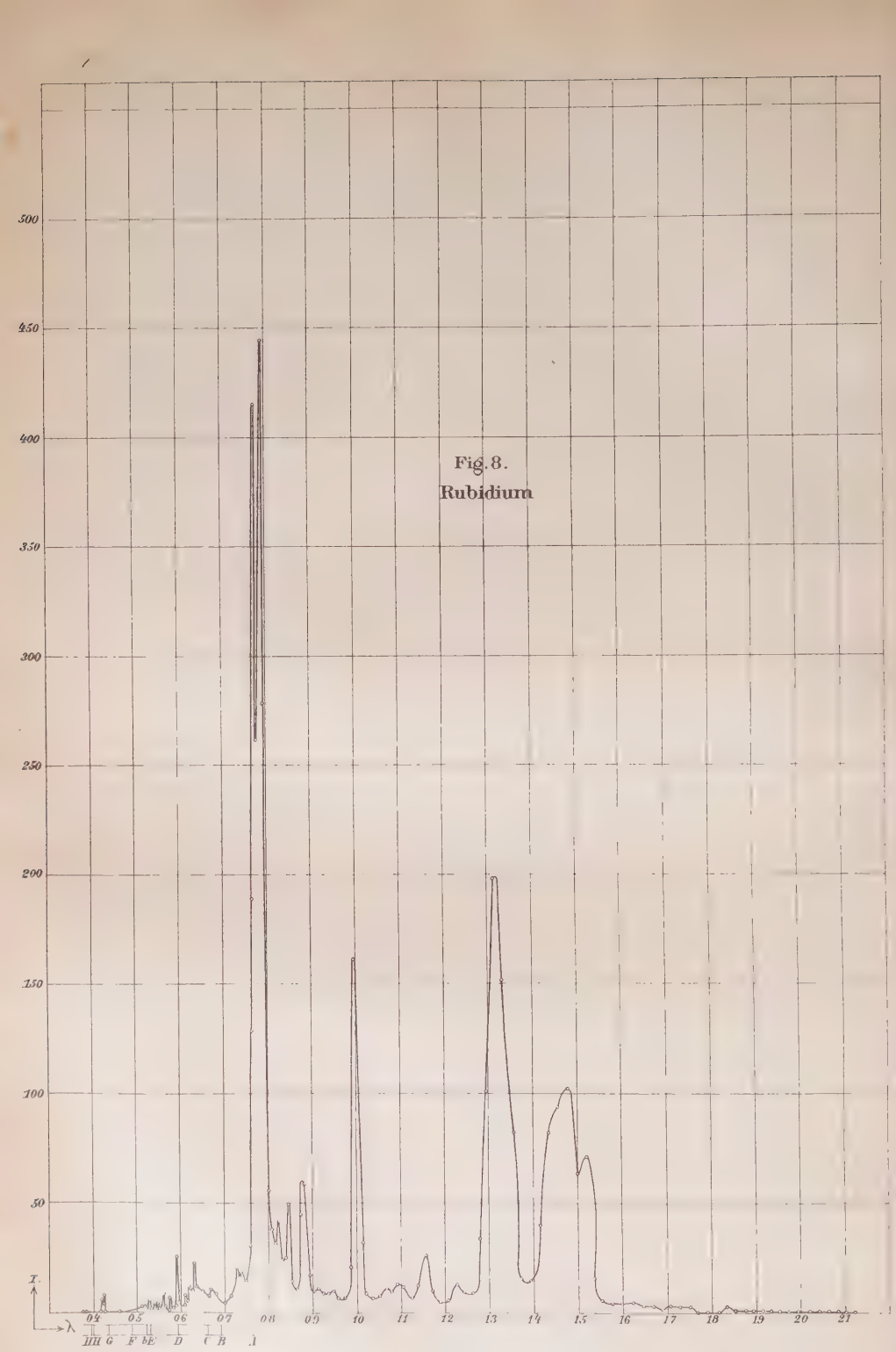


Fig. 8.
Rubidium

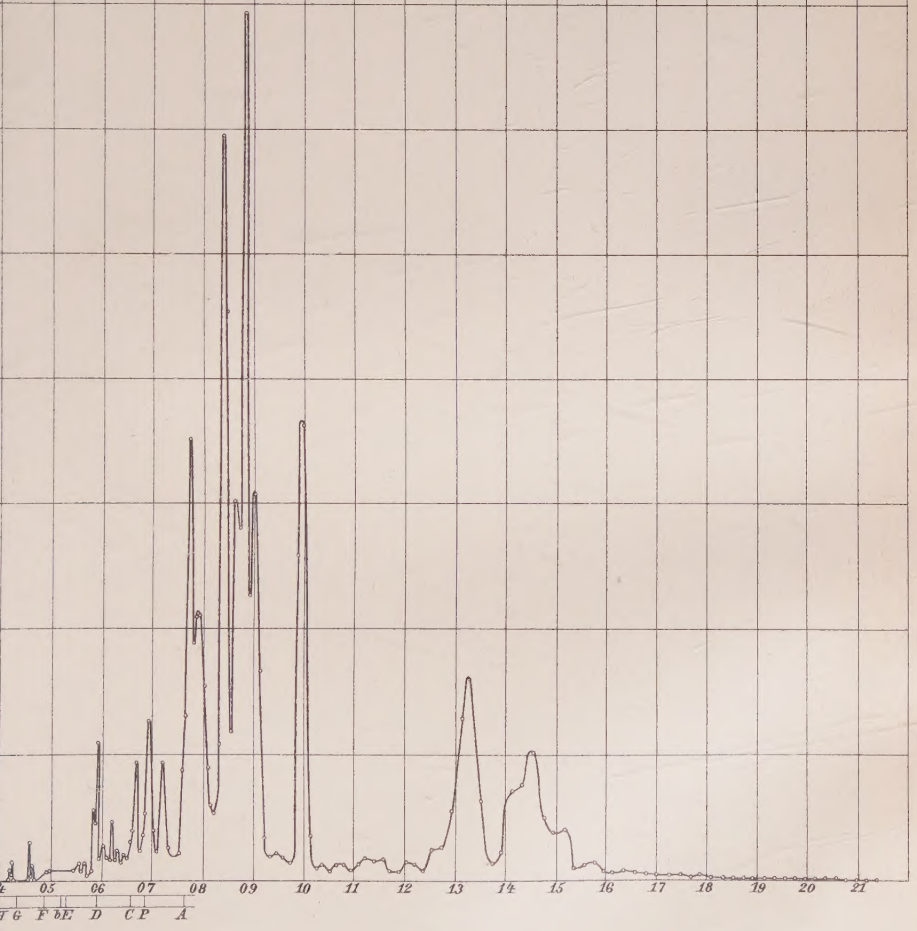



Fig. 9.
Caesium